



TITLE:

核融合炉材料およびトリウムハイブリッドブランケットに関する核データの実験的研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

市原, 千博

CITATION:

市原, 千博. 核融合炉材料およびトリウムハイブリッドブランケットに関する核データの実験的研究. 京都大学, 2004, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2004-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r11444>

RIGHT:

新制
工
1314

核融合炉材料およびトリウムハイブリッドブランケット
に関する核データの実験的研究

2003年12月

市原 千博

核融合炉材料およびトリウムハイブリッドブランケット
に関する核データの実験的研究

2003年

市原 千博

要 旨

核融合炉の核的熱的設計評価にとって、核分裂炉にない高エネルギー中性子の扱いや挙動解明は、極めて重要な中性子工学に関わる研究課題である。本研究では、まず、核融合炉の構造材、超伝導電磁石材などの候補として注目される Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb を取り上げ、その中性子核反応データ（核データ）に関する実験的検証を行う。従来では、核データの妥当性を検証するための実験や積分的評価はほとんど行われてこなかった。核データ評価は、中性子輸送計算の結果と実験値との比較をとおして行われるため、一次元の球状試料パイルのような単純な幾何学的配置下での実験が重要である。球状パイル中心においてパルス中性子を発生させ、パイル表面から漏洩する中性子エネルギースペクトルを飛行時間法によって測定する実験は、比較的高い精度のデータが得られ、ベンチマークデータとして最適である。

本研究では、パルス状中性子源として大阪大学の 14MeV 強力中性子発生装置 OKTAVIAN を用いた。上記の 5 種類の球状試料パイルについて、その表面から漏洩する中性子エネルギースペクトルを 0.1~16 MeV にわたり飛行時間法を用いて測定した。一方、試料パイル中での中性子挙動計算には、最も一般的に使用されている評価済核データとして、我が国の JENDL-3.2 および JENDL Fusion File、米国で作成された ENDF/B-VI、および欧州連合による EFF-2.4 を主として取り上げ、これらの核データに関する実験的検証を行った。計算には、幾何学的形状や自己遮蔽などの誤差が原理的に最小限に抑えることができる 3 次元の連続エネルギー減速モンテカルロコード MCNP4A を使用した。これらの計算値と実験値の比較から、評価済核データの検証を行った結果、本研究で取り上げた試料に関する核データは、全般的にはほぼ実験値を再現できることが分かった。しかし、Zr および Nb に関する上記の評価済核データは、何れも広いエネルギー範囲においてスペクトル形状が実験値とは大きな差異を示した。特に、ENDF/B-VI と EFF-2.4 による計算値は MeV 領域で大きく過大評価になることが分かった。

パルス球実験と計算との比較から核データの妥当性を検証するだけでなく、一歩進んで計算に用いた断面積の問題となる部分の推定が可能となるように、数値的に感度解析を行う方法を導入して部分断面積のスペクトル全体に与える影響を調べた。本研究では、我が国の評価済核データ JENDL-3.2 を取り上げ、Zr と Nb に関する核データの問題点を究明することとした。その結果、中性子スペクトル形状に高い感度をもつ $(n,2n)$ 反応断面積値とその 2 次中性子エネルギー分布を改良することによって極めてよく実験値を再現できるようになり、本研究で追求した研究手法が有用であることを示した。

次に、核融合-核分裂ハイブリッドブランケットに Th を使用する場合、および中性子増倍材としてトリウムハイブリッドブランケットに Be を装荷した場合の基礎的研究として、Th、Be に関する核データの実験的検証を行った。実験に使用したパイルは、ポリエチレン反射体付きの金属 Th、さらに金属 Be も加えた直方体系で、中心に設置したトリチウムターゲットから 14MeV 中性子を打ち込み、Th 体系中の $^{232}\text{Th}(n, \gamma) ^{233}\text{Th}$ 反応率の空間分布を Th 箔を用いて測定した。一方、中性子輸送および反応率分布の計算には MCNP4A コードを使用し、JENDL-3.2 と ENDF/B-VI を用いた計算値と実験値を比較した。 ^{233}Th の生成率に関しては、計算値／実験値全体に一致が見られたものの、14MeV 中性子を打ち込む Th 体系の深部（ポリエチレン反射体近辺）では、計算値が実験値を約 12% 下回る結果となった。計算上 Th の自己遮蔽効果は考慮されているが、計算値、実験値間の問題については、 $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$ 反応の実験データと評価済核データを検討の結果、Th の主共鳴パラメータに起因する可能性も考えられる。

Be の核データに関しては、Th パイルと Th パイル中に Be を組み入れた体系での $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$ 反応率測定の結果から、いずれの評価済核データによる計算値も実験値を 20 % 以上下回ることが分かった。 $\text{Be}(n, 2n)$ 反応のしきいエネルギー付近での評価値が実験値よりも相当低くなっている。Be に関する評価済核データがより大きな値に修正されれば、計算値は実験結果に近づくものと考えられる。また、中性子の増倍効果は従来考えられていた以上に大きくなるため、核融合炉の核的熱的設計計算にも大きな影響を与えることになる。

核融合炉材料およびトリウムハイブリッドブランケット に関する核データの実験的研究

目 次

第1章 緒論	1
第1節 本研究の背景	1
1-1 核融合炉材料関連の核データ	1
1-1-1 核融合炉材料と中性子核データ	1
1-1-2 核融合炉材料用核データの現状	3
1-1-3 核データ評価とベンチマーク実験	8
1-2 トリウムハイブリッドブランケット関連の核データ	11
1-2-1 トリウムハイブリッドブランケットと中性子核データ	11
1-2-2 トリウムハイブリッドブランケット用核データの現状	12
第2節 本研究の目的および意義	13
第3節 本論文の構成	15
参考文献	16
第2章 核融合炉材料の核データ検証のためのベンチマーク研究	19
第1節 緒言	19
第2節 OKTAVIANを用いたベンチマーク実験	20
2-1 使用したパルス中性子源	20
2-2 測定に供した試料パイル	22
2-3 中性子スペクトル測定の実験配置	22
2-4 中性子検出器と測定回路	23
2-5 試料パイル表面からの漏洩中性子スペクトル	25
2-5-1 中性子源強度	25
2-5-2 中性子検出器のエネルギー依存検出効率	25
2-5-3 中性子の挙動とスペクトル測定	26
2-6 測定誤差	29
第3節 核融合中性子の輸送解析計算	30
3-1 解析計算法の概要	30
3-2 計算用評価済核データ	31

3-3 核データの問題点を推定する方法 - 感度解析	33
第4節 結言	37
参考文献	38
第3章 核融合炉材料の球状パイルからの 漏洩中性子スペクトル測定と解析	41
第1節 緒言	41
第2節 Cr パイルからの漏洩中性子スペクトルの測定と解析	41
2-1 漏洩中性子スペクトルの測定	42
2-1-1 Cr 試料パイル	42
2-1-2 実験の方法	42
2-2 実験と解析の結果および考察	43
第3節 Mn パイルからの漏洩中性子スペクトルの測定と解析	45
3-1 漏洩中性子スペクトルの測定	46
3-1-1 Mn 試料パイル	46
3-1-2 実験の方法	46
3-2 実験と解析の結果および考察	47
第4節 Cu パイルからの漏洩中性子スペクトルの測定と解析	48
4-1 漏洩中性子スペクトルの測定	48
4-1-1 Cu 試料パイル	48
4-1-2 実験の方法	49
4-2 実験と解析の結果および考察	49
第5節 Zr パイルからの漏洩中性子スペクトルの測定と解析	51
5-1 漏洩中性子スペクトルの測定	51
5-1-1 Zr 試料パイル	52
5-1-2 実験の方法	52
5-2 実験と解析の結果および考察	52
5-2-1 測定と計算結果	52
5-2-2 評価済核データの検討	53
第6節 Nb パイルからの漏洩中性子スペクトルの測定と解析	56
6-1 漏洩中性子スペクトルの測定	57
6-1-1 Nb 試料パイル	57
6-1-2 実験の方法	57
6-2 実験と解析の結果および考察	58
6-2-1 測定と計算結果	58

6-2-2 評価済核データの検討	59
第7節 結言	63
参考文献	64
第4章 トリウムハイブリッドブランケットに関する 核データの基礎的研究	67
第1節 緒言	67
第2節 トリウムの中性子反応とベリリウムの $(n,2n)$ 反応	70
第3節 実験の方法	72
3-1 中性子源	72
3-2 実験体系	73
3-2-1 ポリエチレン反射体付き Th パイル	74
3-2-2 ポリエチレン反射体付き Th-Be パイル	74
3-3 放射化箔による反応率測定	76
第4節 MCNP4A を使った解析計算	78
第5節 計算値と実験値の比較および討論	78
5-1 Nb 箔を用いたパイル中の中性子束分布	79
5-2 ^{233}Th 生成率と ^{232}Th 核データ	79
5-3 ^{233}Th 生成率と Be 効果	84
第6節 結言	85
参考文献	87
第5章 結論	89
参考文献	92
謝辞	93
付録1 球状試料からの漏洩中性子スペクトルを計算する MCNP4A コード 入力データの例 (直径 61cm の Mn パイルの場合)	94
付録2 Th-Be-PE パイル解析計算に使用した MCNP4A 用入力データの例	97
論文リスト	103

第1章 緒論

第1節 本研究の背景

1-1 核融合炉材料関連の核データ

1-1-1 核融合炉材料と中性子核データ

次世代のエネルギー源として様々な候補が挙げられるが、今のところ単独ですべての需要をまかない得るエネルギー源はなく、多様な可能性が検討されるべきである。その中でも核エネルギーは将来的なエネルギー源として引き続き期待されることになるであろう。核分裂炉に次ぐ最終的本命は核融合炉であると考えられる。この場合、D-T、D-D、D-³He などいくつかの核融合反応が検討される中で、D-T 核融合炉が最も実現に近い。これは、燃料である重水素が事実上無限に存在すること、反応度事故の心配がないこと、また核分裂炉に不可避な核分裂生成物やアクチニドなどの長寿命で毒性の強い核廃棄物が多量に発生しないことなどの大きな利点をもっている。50年近くの国際協力に基づいた D-T 核融合炉実現の取り組みは幾多の困難を克服し、国際熱核融合実験炉（ITER）の建設の見通しが得られるに至っている。¹⁾

核融合炉は多様な技術の集積として造られるものであり、そこで使用される材料も多岐にわたる。炉心からの中性子もエネルギーが 14 MeV と高く、核分裂炉に比べて数多くの中性子反応が起きる。核融合炉における核的熱的設計において、単に中性子による損傷だけではなく、反応の結果生じるガス成分の炉心への拡散、超伝導電磁石の特性変化への影響なども重要な問題である。これらの評価に当たり、中性子、特に高速中性子と核融合炉材料との核反応データ（核データ）は核分裂炉にもまして重要である。ITER の工学的設計活動報告書²⁾によれば、本研究で取り上げるクロム(Cr)、マンガン(Mn)、銅(Cu)、ジルコニウム(Zr)、およびニオブ(Nb)は、表 1-1 に掲げるような箇所に使用されることが考えられる。

まず、Cr は、ステンレス鋼の中でも鉄 (Fe) に次いで大きな組成をもち、ステンレス鋼の性質を左右する重要な金属である。中性子の減速、照射損傷などにも重大な影響をもつため、核融合炉材料として Cr の核データは重要である。

Mn は、核融合炉においてさほど多量に使用される金属ではないが、Cu-Mn や CuMnSnCe の形でブランケットなどのろう材として使われる。そのため、照射損傷による接合部の破壊や放射化量評価の基礎データとして Mn の核データは重要な意義を持つと考えられる。

表 1-1 ITER で使用が検討されている Cr、Mn、Cu、Zr および Nb の使用箇所および用途。

元素	材料	使用箇所	用途
Cr	ステンレス鋼	第一壁	本体、後部遮蔽体
			冷却水配管
		ダイバータ	構造材
		真空容器	本体
		ブランケット	ライナー
			構造材
			冷却水配管
	インコネル・インコロイ	中心ソレノイドコイル	ジャケットなど
Mn	Cu-Mn、CuMnSnCe	ブランケット	ろう材
Cu	純銅	中心ソレノイドコイル	コイル継ぎ手
	アルミナ分散強化銅	第一壁 ダイバータ	熱シンク
	Cu-Mn、CuMnSnCe	ブランケット	ろう材
Zr	Li_2ZrO_3	ブランケット	T 増殖材
	CuCrZr 合金	第一壁	熱シンク
Nb	Nb_3Sn 、 Nb_3Al など	中心ソレノイド、トロイダルコイル	超伝導電磁石材料

Cu は、中心ソレノイドコイルの継ぎ手として使われる他に、アルミナ分散強化銅として第一壁やダイバータの熱シンクに利用されるため重要な役割を持つ。したがって、中性子の輸送、照射損傷、核発熱などを評価する上で Cu の核データは重要である。

Zr は、化学的に安定で熱中性子断面積が小さいため、軽水炉用の燃料集合体の被覆管などに広く使われている。このような核的化学的特性は、核分裂炉のみならず核融合炉においても重要であり、様々な形で使われる可能性を持っている。ITER の工学設計 EDA において、ブランケット中でトリチウム増殖材の候補として Li_2ZrO_3 の利用が考えられている他、第 1 壁の熱シンクとしても CuCrZr 合金が候補となっている。このように Zr は炉心に近いところ、あるいは中性子経済やトリチウム増殖に直接関わる場所で使われることから、その中性子反応断面積の

持つ重要性は極めて高いものである。

Nb は、融点が高く、注目される核融合炉構造材の 1 つである。トカマク型核融合炉においてプラズマ閉じこめに決定的な役割を持つ超伝導電磁石には不可欠な材料であり、Nb₃Sn や Nb₃Al の合金としてソレノイドコイル、トロイダルフィールドコイルなどへの使用が考えられる。さらに、⁹³Nb(*n*,2*n*)⁹²Nb 反応による生成核は、半減期 3.2×10⁷ 年の長寿命放射性物質であるため、核融合炉における放射性廃棄物としても関心が持たれる元素である。

1-1-2 核融合炉材料用核データの現状

核融合炉の設計計算においては、一般に熱中性子以下のエネルギーから 20MeV 程度までの広いエネルギー範囲にわたってとりまとめた各種反応のデータベースが「評価済核データ」として用意され、これを基に作成された計算用のライブラリが使用される。これら評価済核データには共通の格納形式が定められており、日本原子力研究所の核データセンタ、米国のブルックヘブン国立研究所 (BNL)、欧州連合 (EU)、国際原子力機関 (IAEA) など様々な機関が評価済核データを公開している。評価済核データは 1970 年代頃の当初、核分裂炉の設計計算用に作成されたが、これでは 10MeV 以上の高エネルギー中性子に対するデータとしては不十分であったことから、1980 年代から核融合炉を念頭においた核データ評価が行われるようになり、それらの成果の下に、現在まで表 1-2 に掲げた核データが核融合炉設計計算にも使用できるものとして公開されている。

表 1-2 1990 年以降公開された主な核データ。

核データ	編纂機関 (国名など)	公開
JENDL-3.1 ³⁾	日本原子力研究所 (日本)	1990 年
ENDF/B-VI ⁴⁾	BNL (米国)	1991 年
BROND-2 ⁵⁾	IPPE (ロシア)	1993 年
JENDL Fusion File ⁶⁾	日本原子力研究所 (日本)	1993 年
JENDL-3.2 ⁷⁾	日本原子力研究所 (日本)	1995 年
EFF-2.4 ⁸⁾	NEA (OECD)	1995 年
FENDL-1 ⁹⁾	NDS (IAEA)	1996 年
FENDL-2 ¹⁰⁾	NDS (IAEA)	1998 年
JENDL-3.3 ¹¹⁾	日本原子力研究所 (日本)	2003 年

本研究に先立ち、核融合炉材料として注目される Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb に関する評価済核データとして、世界的にもよく使用されている JENDL-3.2 と ENDF/B-VI、および概ね 1980 以降に実測されたデータの現状について調査比較を行った。実測値は EXFOR と呼ばれる国際的な核データセンタ間のネットワークを通して取得したデータである。¹²⁾

まず、Cr については、天然試料中の存在比が最も多い (^{52}Cr) の核データを図 1-1 に示す。ここでは JENDL-3.2 および ENDF/B-VI の評価済核データから全断面積 (ENDF の MT 番号 1)、全非弾性散乱断面積 (同 4) および $(n,2n)$ 反応断面積 (同 16) 並びに EXFOR から引用した実測値を示している。全断面積は JENDL-3.2 と ENDF/B-VI 間にはほとんど差異は見られず、いずれも実験値にきわめて近い値を採用しているが、非弾性散乱断面積の評価値は入射中性子エネルギー 6 MeV において 10 % 以上の違いがあるほか、分離レベルへの非弾性散乱のしきい値近傍 (2~3 MeV) で数 10 % ほどの相違が存在する。非弾性散乱断面積に関しては、EXFOR で見る限り実験値は報告されていない。また、 $(n,2n)$ 反応断面積は入射中性子エネルギー 16 MeV 以上で両評価済核データ間に大きな違いがあり、実験値とも大きく異なっていることは問題である。

^{55}Mn の核データの現状を図 1-2 に示す。ここでも、全断面積の核データは互いにほぼ一致しており、実験値が存在する範囲では一致の方向にある。しかし、非弾性散乱断面積は 3 MeV 以上の広い範囲で核データ間に 10~20 % の差異が見受けられる。 $(n,2n)$ 反応断面積の評価済核データは相互に一致しているが、実験値より

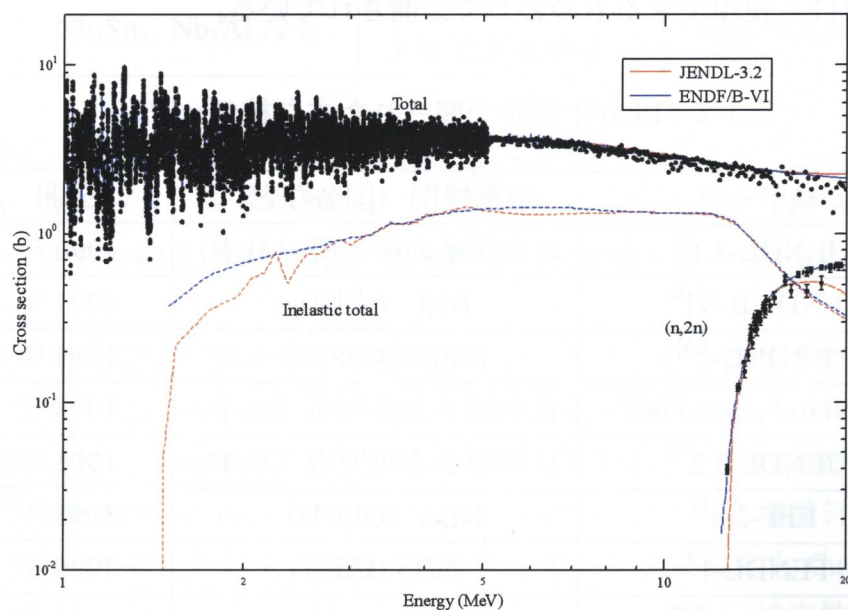


図 1-1 ^{52}Cr の核データ (JENDL-3.2 および ENDF/B-VI) のうち全断面積、非弾性散乱断面積および $(n,2n)$ 反応断面積とそれらの実験値。

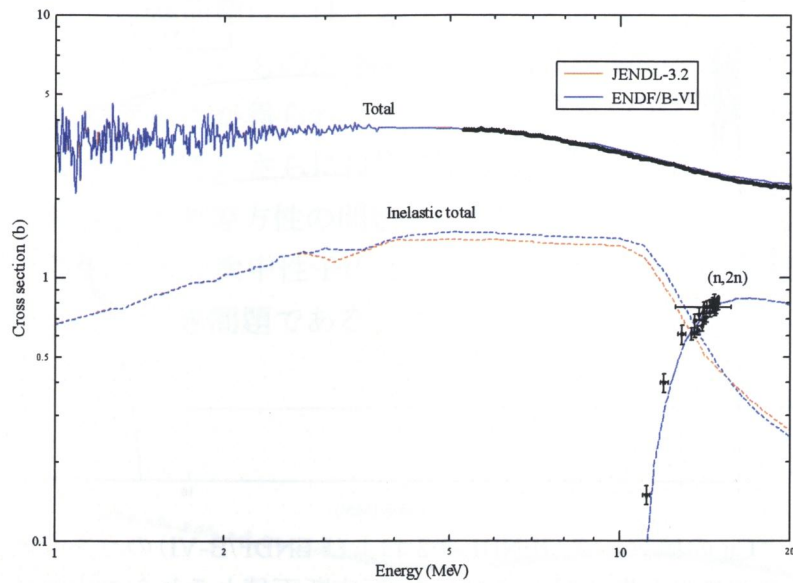


図 1-2 ^{55}Mn の核データ (JENDL-3.2 および ENDF/B-VI) のうち全断面積、非弾性散乱断面積および $(n,2n)$ 反応断面積とそれらの実験値。

低くなっている。

Cu は、 ^{63}Cu (存在率 : 69.2%) と ^{65}Cu (存在率 : 30.8%) の 2 つの同位元素からなっているが、図 1-3 には ^{63}Cu の核データの現状を示す。全断面積には最近の実験値が見あたらないが、核データ間に大きな差異はない。一方、非弾性散乱断面積および $(n,2n)$ 反応断面積は 14 MeV 近傍で 10~15 % の相違がある。非弾性散乱断面積は 2~6 MeV にわたって JENDL-3.2 が 10 % 近く大きな値となり、10 MeV を超えると低めになっている。 ^{65}Cu の断面積についても、全体に核データの現状は ^{63}Cu の場合とほぼ同様な傾向にある。

Zr の核データの現状を図 1-4 に示す。全断面積は何れの核データもほぼ同じ値をとり、実験値ともほぼ一致の方向にある。しかし、非弾性散乱断面積、 $(n,2n)$ 反応断面積は、JENDL-3.2 と ENDF/B-VI の評価値間で数%の差があり、 $(n,2n)$ 反応断面積の評価値は実験値よりも大きな値を採用している。しかし、非弾性散乱断面積の実測値は見受けられない。

Nb の核データを図 1-5 に示す。この場合も非弾性散乱断面積、 $(n,2n)$ 反応断面積の実測データが如何に不十分であるかが分かる。 $(n,2n)$ 反応断面積の評価値は全体に実験値より高く与えられている。また、非弾性散乱断面積については測定値と大きくかけ離れた評価値となっており、JENDL-3.2 と ENDF/B-VI のデータも互いに著しく異なっていることが分かる。

1986 年に核融合炉設計のコミュニティにより核データの精度への要求がまとめ

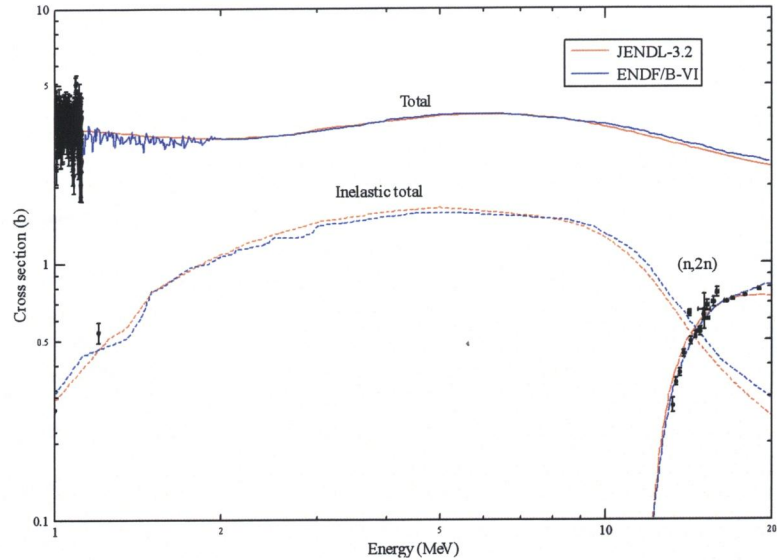


図 1-3 ^{63}Cu の核データ (JENDL-3.2 および ENDF/B-VI) のうち全断面積、非弾性散乱断面積および $(n,2n)$ 反応断面積とそれらの実験値。

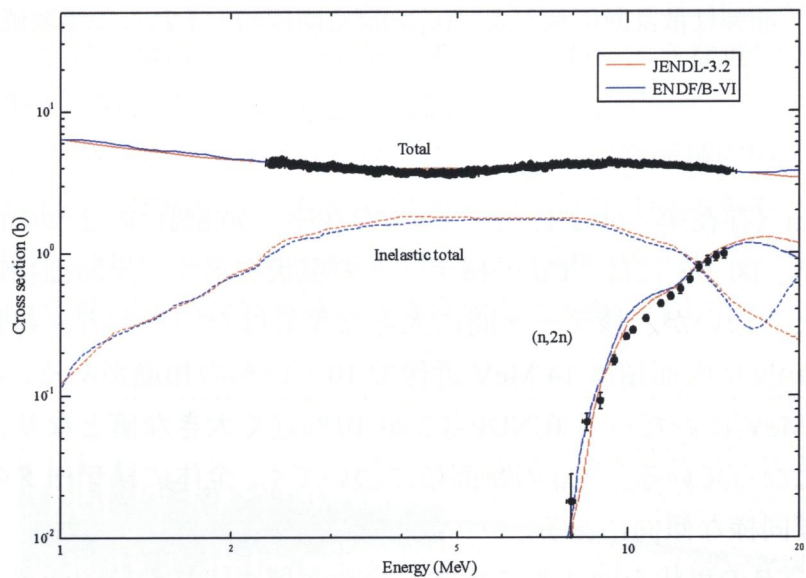


図 1-4 Zr の核データ (JENDL-3.2 および ENDF/B-VI) のうち全断面積、非弾性散乱断面積および $(n,2n)$ 反応断面積とそれらの実験値。

られ、使用される箇所や使用目的に応じて、1%、3%、5%、10%そして 20%の 5 種類に区分けされている。¹³⁾ これによれば、構造材や超伝導電磁石など本研究で対象とした核種については概ね 10 %が核データに要求される精度である。しかし、以上に述べたように、本研究の対象とした Cr、Mn、Cu、Zr および Nb の評価済核データ間において、また、実測値の現状と評価済核データとの比較においても、核融合炉設計に信頼のおける計算結果を得るには不十分であると言わざるを得な

い。特に、非弾性散乱断面積は中性子輸送に大きく影響を与えるにも拘わらず、実測データが得られていないものが多く、評価値が理論的計算手法のみに依存している点で妥当な核データが得られているかどうかを、ベンチマーク実験を通じて確認しておく必要がある。さらには、断面積値そのものにはそれ程の違いが見られなくても、核反応の非等方性の問題、並びに図 1-6、図 1-7 にも見られるように、高速中性子に対する 2 次中性子のエネルギー分布の違いも核設計計算に大きな影響を与える注目すべき問題である。^{14, 15)}

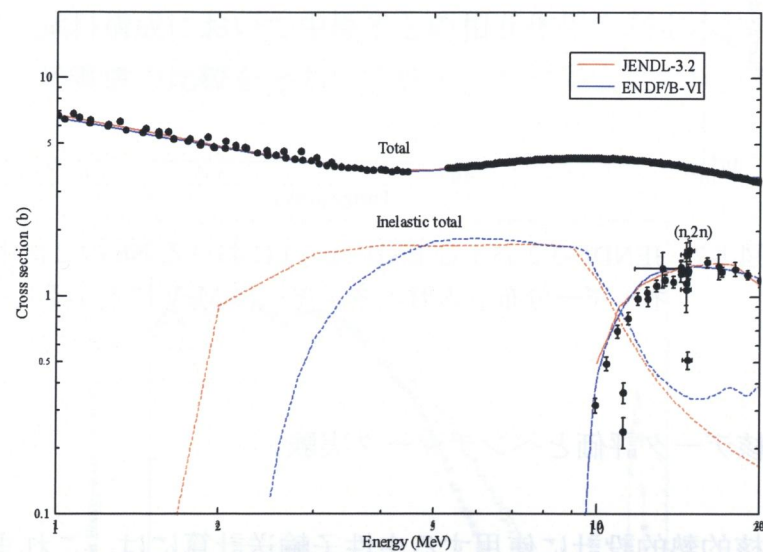


図 1-5 ^{93}Nb の核データ (JENDL-3.2 および ENDF/B-VI) のうち全断面積、非弾性散乱断面積および $(n,2n)$ 反応断面積とそれらの実験値。

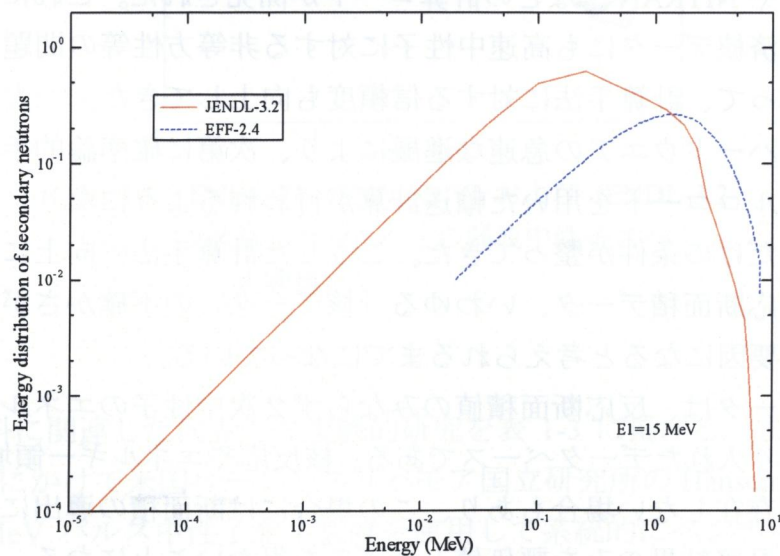


図 1-6 JENDL-3.2 および EFF-2.4 における Zr の 2 次中性子エネルギー分布 (入射エネルギー 15 MeV に対する)。

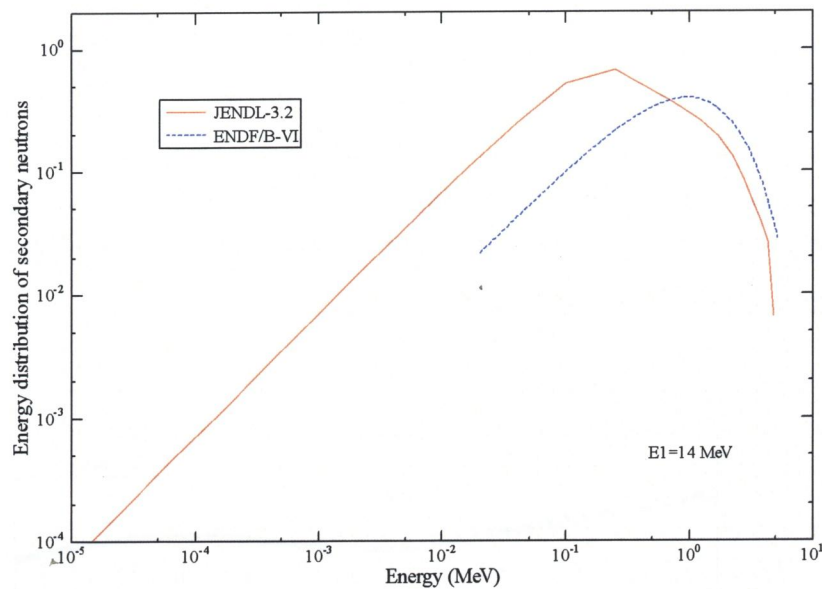


図 1-7 JENDL-3.2 および ENDF/B-VI における Nb の 2 次中性子エネルギー分布 (入射エネルギー 14 MeV に対する)。

1-1-3 核データ評価とベンチマーク実験

核融合炉の核的熱的設計に使用する中性子輸送計算には、これまで決定論的な手法を取り入れた計算コードが主として使われてきたが、1970 年代後半から核融合炉に固有な高速中性子核反応における非等方性を考慮できる方法を取り入れた ANISN-DD¹⁶⁾ や NITRAN¹⁷⁾ などの計算コードが開発された。これに応える形で、最近では評価済核データにも高速中性子に対する非等方性等の問題が取り入れられるようになって、計算手法に対する信頼度も向上してきた。一方では、最近のコンピュータハードウェアの急速な進展により、次第に確率論的手法に基づく 3 次元モンテカルロコードを用いた輸送計算が行われるようになり、十分な統計精度も得られるだけの条件が整ってきた。こうした計算手法の向上により中性子と物質との核反応断面積データ、いわゆる「核データ」の不確かさが計算精度を左右する最大の要因になると考えられるまでになっている。

評価済核データは、反応断面積値のみならず 2 次中性子のエネルギー分布、角度分布等も取り入れたデータベースである。核反応やエネルギー領域によっては、実測データが存在しない場合もあり、この場合には断面積の導出に当たり核反応理論に基づく計算結果のみを評価値とせざるを得ないことになる。評価値を用いた計算値と実験値間に大きな差異が生じた場合、この問題点を究明するためには、

計算条件との対比を容易にし、基準となるべき「ベンチマーク」実験が有用である。¹⁸⁾ 一例として、本研究で使用した直径 61 cm の Zr 球状パイルからの漏洩中性子スペクトルを、最新の評価済核データである JENDL-3.2、ENDF/B-VI、そして 1970 年代の核データ ENDL による計算値を実験値とともに図 1-8 に示す。¹⁴⁾ 古い ENDL が JENDL-3.2 の計算値や実験値と大幅に異なっているが、現在最も一般的に使用されている評価済核データ JENDL-3.2 と ENDF/B-VI の間ですら、大きく計算値が異なっている。これを見ると、ベンチマークによる積分的検証が是非とも必要とされることが分かる。ベンチマーク実験は、対象とする元素について単純な幾何学的形状、試料構成において中性子との相互作用や測定される物理量を明確にし、測定値と計算値の比較をととして核データの妥当性の検証に寄与することができる。

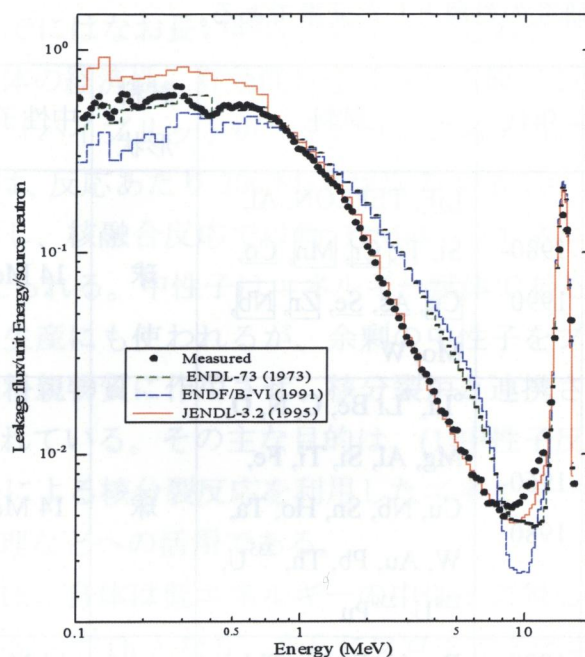


図 1-8 ENDL-73、ENDF/B-VI および JENDL-3.2 で計算した Zr からの漏洩中性子スペクトルと実験値。

核融合炉材料に関連した代表的な実験的研究を表 1-3 に掲げる。まず、1960 年代から 80 年代にかけて米国ローレンスリバモア国立研究所の Hansen らが RTNS-I と称する 14 MeV パルス中性子発生装置を使用して系統的にベンチマーク実験を行っている。¹⁹⁾ 彼女らは、本研究において対象とした Cr、Mn、Cu、Zr および Nb のうち、Cu 球（半径 4~20cm）、Nb 球（半径 4、14.6cm）の試料パイル表面から

の漏洩中性子を測定している。しかし、これらの実験結果はいずれも飛行時間スペクトルが公開されているのみで、検出器の効率などを補正したエネルギースペクトルの絶対値を正確に導出していないため、核データ評価につながる計算値との比較において問題が残る。旧ソ連においてもオブニンスク研究所(IPPE)で ^{252}Cf と 14 MeV の 2 種類の中性子源を使用した球パイルからの漏洩中性子スペクトルの測定が行われているが、本研究で対象とした元素は含まれていない。²⁰⁾ また、Saukov により最近行われた Cu 球および Zr 球（半径 20 cm）の実験では、漏洩中性子スペクトルは測定されているが、結果がグラフで示されているのみで詳細なデータの公開はなされていない。²¹⁾ 我が国では、幾つかの大学が共同して Li 平板や

表 1-3 本研究を含む主な核データベンチマーク実験の実験者および機関、実施した年代、試料の種類・形状、中性子源および測定した物理量。下線は KURRI のみにおいて測定されているもの。□は本研究の対象とした元素である。

実験者	機関	年代	試料	試料形状	中性子源	測定物理量
Ichihara <i>et al.</i>	KURRI	1980- 1990	<u>LiF</u> , TEFLON, Al, Si, Ti, <u>Cr</u> , <u>Mn</u> , <u>Co</u> , <u>Cu</u> , <u>As</u> , <u>Se</u> , <u>Zr</u> , <u>Nb</u> , Mo, W	球	14 MeV	漏洩中性子 スペクトル
Hansen <i>et al.</i>	LLL	1960- 1980	^6Li , ^7Li Be, C, N, O, Mg, Al, Si, Ti, Fe, Cu, Nb, Sn, Ho, Ta, W, Au, Pb, Th, ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu	球	14 MeV	漏洩中性子 スペクトル
Simakov <i>et al.</i>	IPP, Obninsk	1970- 1990	Be, Al, Fe, Ni, PbLi, Pb, Bi, U, Th	球	14 MeV, ^{252}Cf	漏洩中性子 スペクトル
Kimura <i>et al.</i>	KURRI	1960- 1980	<u>LiF</u> , Ti, Cr, Mn, Fe, Cu, Zr, Nb, Mo, Th, SUS	球	光中性子	体型内スペ クトル
Saukov <i>et al.</i>	IEP, Chelyabinsk	1980	Mg, Al, Fe, Ti, Ni, Cu, Zr, TEFLON, Mo, Pb, ^{238}U , H_2O , D_2O , Be, C, Polyethylene	球, 半球	14 MeV	漏洩中性子 スペクトル

Li 球状の試料を使って核融合ブランケットに関するシリーズ実験を行っている。

²²⁾ また、1970 年代に幾つかの原子炉材料に関連するベンチマーク実験が電子線型加速器を用いて行われたが ²³⁾、核分裂炉を念頭においた MeV 領域以下での実験研究である。核分裂炉材料を取り上げた実験研究は他にも幾つか実施されてきたが、核融合炉材料の核データ評価用のベンチマーク実験は、核分裂炉を対象としたものに比べ数少ないのが現状である。

1-2 トリウムハイブリッドブランケット関連の核データ

1-2-1 トリウムハイブリッドブランケットと中性子核データ

核融合炉は、核分裂炉に続く次世代の核エネルギー源の本命として期待されているが、その実現までにはなお長い時間を要すると思われる。そこで前段階として、核エネルギー全体の経済性、有効性を達成させる観点から、核融合-核分裂ハイブリッド炉（以下「ハイブリッド炉」という）の考え方に高い関心が持たれている。核分裂反応では、反応あたり 200 MeV 程度のエネルギーと 2~3 個の中性子が放出されるのに対し、核融合反応では約 18MeV のエネルギーを発生し、その 80 %は中性子に与えられる。中性子はエネルギー媒体であるとともに核融合炉燃料となるトリチウム生産にも使われるが、余剰の中性子をブランケットに装荷した核分裂性物質や燃料親物質に作用させ、核分裂炉と連携させたハイブリッド炉という概念が注目されている。その主な目的は、(1)中性子反応による核分裂炉の燃料生成、(2)中性子による核分裂反応を利用したエネルギー発生、(3)核変換や燃焼による核廃棄物処理などへの活用である。

トリウム-232 (^{232}Th) 自体は低エネルギーの中性子に対して核分裂することなく、中性子を吸収すると ^{233}Th となり、さらにプロトアクチニウム-233 (^{233}Pa) の β^- 崩壊を経て核分裂性物質であるウラン-233 (^{233}U) に変換する。ここに、 Th - ^{233}U サイクルの実現に不可欠な中性子源の必要性和エネルギーに比べて豊富な中性子を持つ核融合炉を結びつけたハイブリッド炉の特徴がある。ハイブリッド炉の概念設計に関しては Greenspan が詳しいレビューを行っている。²⁴⁾ 特に、ブランケットに Th 燃料を装荷した Th ハイブリッド炉の場合は、中性子増倍材としてベリリウム (Be) を追加することが重要であるとしている。Th を用いたハイブリッドブランケットおよび Be を中性子増倍材として加えたハイブリッドブランケットの概念設計においては、Th および Be の核データの整備が不可欠である。本研究においても、表 1-2 に掲げた評価済核データに格納されている Th および Be データを解析計算に使用している。

1-2-2 トリウムハイブリッドブランケット用核データの現状

ハイブリッド炉の概念は、核融合炉の概念ができた頃から程なく始まっており、1977年頃には、円筒状（直径 96.5 cm、高さ 106.7 cm）金属トリウム体系を使った実験が行われている。²⁵⁾ その後、この実験の解析が行われたが²⁶⁾、計算コードやモデル化、自己遮蔽などの問題から、計算結果には必ずしも高い信頼度が得られていない。1984年には、スイスローザンヌ工科大学でハイブリッド炉実験装置 LOTUS²⁷⁾が完成し、 $^{232}\text{Th}(n, \gamma)$ 反応による ^{233}Th の生成量について興味ある研究が行われたが、実験結果の詳細は公表されるまでに至っていない。

Th ハイブリッドブランケットの設計に当たり必要となる評価済核データ（JENDL-3.2 および ENDF/B-VI）について、Th (^{232}Th 同位体が 100%) と Be (^9Be 同位体が 100%) に関する核データの現状を調査した。 ^{232}Th の全断面積、非弾性散乱断面積、および $(n, 2n)$ 反応断面積と合わせて EXFOR による実験値を図 1-9 に示す。全断面積の評価値、実験値の間には何れもほとんど差異は見られないが、非弾性散乱断面積には中性子エネルギーが 7 MeV 以上で JENDL-3.2 と ENDF/B-VI 間で大きく異なっている。 $(n, 2n)$ 反応の評価済核データには、それほど大きな差異はないが、7~14 MeV 間で僅かに違いが見られ、実験値に比べ数%低くなっている。

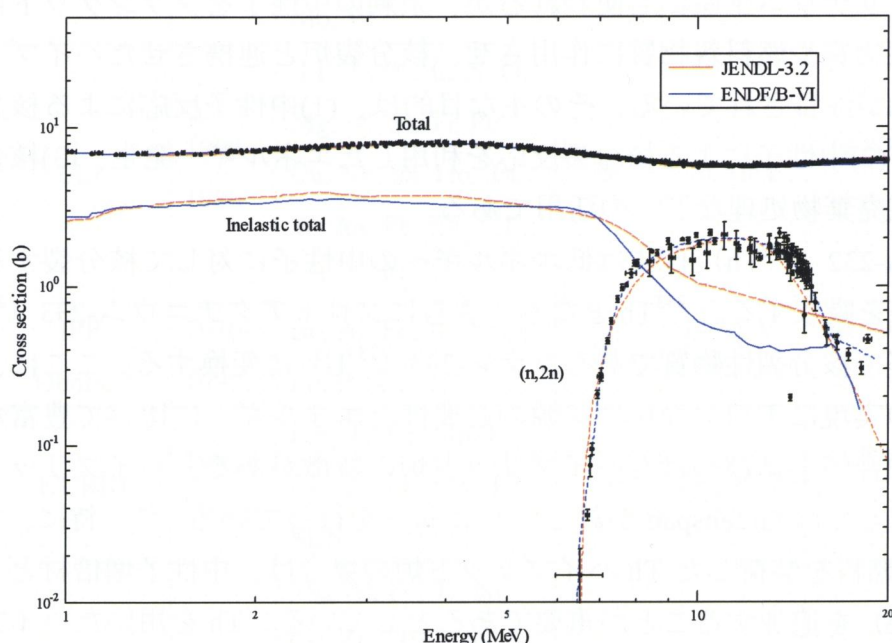


図 1-9 ^{232}Th の核データ（JENDL-3.2 および ENDF/B-VI）のうち全断面積、非弾性散乱断面積および $(n, 2n)$ 反応断面積とそれらの実験値。

^9Be の全断面積および $(n,2n)$ 反応断面積を図 1-10 に示す。 Be の非弾性散乱断面積は中性子スペクトル形成に大きく影響しないこともあり、ENDF/B-VI には格納されていない。全断面積は、実験値、評価値の何れもよく一致しているが、 $(n,2n)$ 反応断面積については JENDL-3.2 と ENDF/B-VI の間に若干の差異が存在する。実験値にはデータのバラツキがあるものの、評価値は全体として系統的に実験値より低くなっており、特に $2.5\sim 3.5\text{MeV}$ の立ち上がり付近で評価値は著しく低く、JENDL-3.2 と ENDF/B-VI の評価値の違いもこの付近では大きいことが分かる。 Be については中性子増倍材として大きな効果が期待されるため、この違いはハイブリッド炉のみならず、核融合炉全体の核的熱的設計および経済性に大きな影響を与えるものとなる。したがって、 Be の断面積、特に中性子増倍効果をもたらす $(n,2n)$ 反応断面積の良否はハイブリッドブランケットに関わる核データとして極めて重要である。

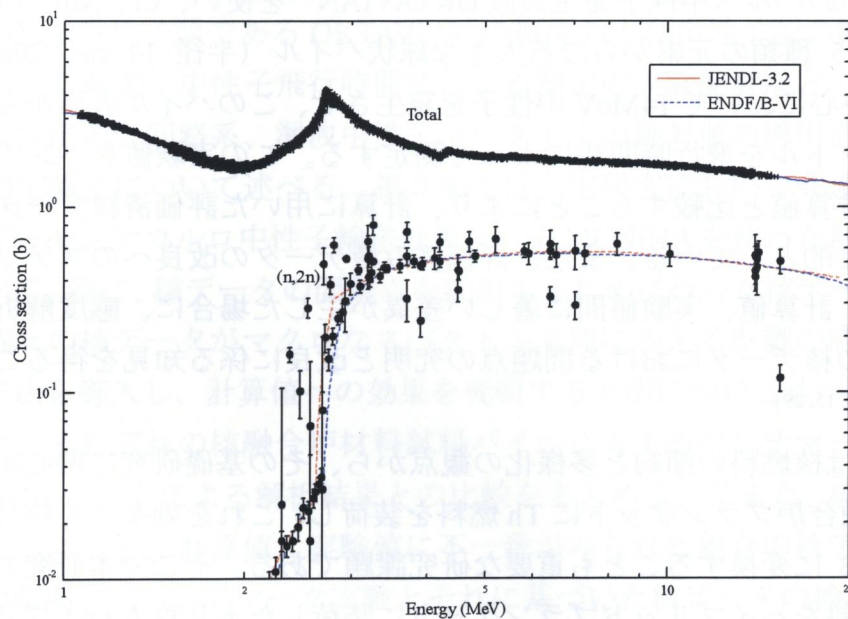


図 1-10 ^9Be の核データ (JENDL-3.2 および ENDF/B-VI) のうち全断面積および $(n,2n)$ 反応断面積とそれらの実験値。

第 2 節 本研究の目的および意義

核融合炉に関する中性子工学研究においては、核分裂炉にないエネルギーの高い中性子（高速中性子）の取り扱いや中性子挙動の解明が必要であり、そのためには中性子核データが重要となる。しかし、当初の評価済核データは核分裂炉の

設計計算を主な対象として作成されたこともあり、核融合炉の核設計を対象とする高エネルギー中性子データに対する扱いは必ずしも十分ではなかった。したがって、核融合炉設計計算においては、しばしば実験と甚だしい不一致を生じることがあった。前節にも述べたとおり、核融合炉材料関連の核データの現状から見て、信頼度の高い核データの整備が望まれる。しかし、個々の反応断面積や2次粒子の角度分布、エネルギー分布などを全て実験によって求めることは難しく、実測データのみによって核データの完璧な整備を計ることは不可能である。したがって、核データの精度向上には微分データの積み重ねによる方法とは逆に、作成された評価済核データの積分的に評価による方法が極めて重要である。積分的評価の結果、評価済核データを改良するという手順を繰り返すことによって、核データは次第に十分高い精度を獲得していくことが可能になる。

本研究目的の1つは、このようなサイクルの中で核融合炉材料に関する核データの妥当性を実験的に検証し、核データの改良につなげることである。そのために、大阪大学のパルス中性子発生装置 OKTAVIAN²⁸⁾を使い、Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb の 5 種類の元素からなる大きな球状パイル（半径 14 cm、20cm または 30.5cm）の中心において 14MeV 中性子を発生させ、このパイル表面から漏洩する中性子スペクトルを飛行時間法によって測定する。この実験値をベンチマークデータとして計算値と比較することにより、計算に用いた評価済核データの検証を行うことを目的としている。また、評価済み核データの改良へのステップにつなげるために、計算値、実験値間に著しい差異が生じた場合に、感度解析的手法を導入してその核データにおける問題点の究明と改良に係る知見を得ることをも目的とした。^{14, 15, 29)}

Th の利用は核燃料の節約と多様化の観点から、その基礎研究に関心が寄せられている。核融合炉ブランケットに Th 燃料を装荷し、これを効率よく核分裂性物質である U-233 に変換することも重要な研究課題である。そこで本研究の第2の目的は、Th 燃料をハイブリッドブランケットに装荷したトリウムハイブリッドブランケットに関する中性子工学研究として、Th に関する中性子核データを実験的に検証することにある。また同時に、ハイブリッド炉においては極めて重要な中性子増倍材となる Be を Th と組み合わせた場合についても、その有効性評価について欠かすことができない Be に関する中性子断面積に関して実験的に検討を加える。そのため、京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA)³⁰⁾に付設されている 14MeV 加速器³¹⁾の中性子源を Th 金属板からなる集合体に打ち込んで、Th 体系（パイル）中での中性子挙動、中性子束分布を実験的に求め、モンテカルロ法による輸送計算の結果と比較し、計算に用いた Th の評価済核データについて実験的検証を行った。また、中性子増倍材として Th 試料中に組み込んだ Th-Be 体系中での中性子挙

動、中性子束分布の測定と計算結果から Be に関する核データ評価を行う。Th 金属板中の中性子反応率測定には体系と同一元素である Th-金属箔を使うことにより、実験上の感度向上と異物混入によるデータの乱れに対し注意を払った。

第3節 本論文の構成

本論文は、まず緒論において核融合炉実現のために注目される重要な材料である Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb の核データベンチマークの必要性に言及し、これらの実験・解析の目的と意義、大阪大学の 14MeV 中性子源 OKTAVIAN でのベンチマーク実験と解析の方法、および、KUCA において行ったトリウムを用いたハイブリッド炉の基礎的な研究の概括について述べる。

第2章は本研究の第1の内容として取り上げた、核融合炉材料に関する核データベンチマーク実験と解析の手法について述べる。²⁹⁾ 第1節緒言の後、第2節で、実験に使用した中性子源である OKTAVIAN の概要および中性子源の特徴、測定した試料パイルの概要、中性子飛行時間法による測定の実験配置など、測定に使用する中性子検出器と回路系、漏洩中性子スペクトルの絶対値の導出過程、そして総合的な測定誤差について述べる。第3節では、本研究において共通に用いた連続エネルギーモンテカルロ中性子輸送計算コード MCNP4A を使った解析計算法について述べる。特に、核データの問題点を抽出するために行った核データの感度、すなわち個々の核データがマクロなスペクトル全体に与える影響の感度を解析する新たな手法を導入し、計算値への効果を究明する方法について述べる。

第3章は、それぞれの核融合炉材料試料パイルに対するベンチマーク実験の結果と MCNP4A コードによる解析結果との比較をまとめる。²⁹⁾ また、感度解析を取り入れることにより、計算値、実験値に不一致がみられた場合の核データに関する問題点の解明と、ベンチマーク実験とそれに基づいた核データの検証を行った。特に、Zr と Nb については、全体として優れた予測を与えるにもかかわらず低エネルギー部で JENDL-3.2 の一致がよくなかったため、 $(n,2n)$ 反応の断面積と2次中性子エネルギー分布を修正し、実験値とより一致するように改善することができた。^{14, 15)}

第4章では、トリウムを用いたハイブリッド炉に関する基礎的な研究として、第1節の緒言では本研究の必要性を、第2節では Th 核データの重要性と Be の効果、第3節は実験内容について、ポリエチレン (PE) 反射体付きの Th-PE および Th-Be-PE パイル内での $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率分布の測定法、第4節で計算法を述べた後、第5節で ^{233}Th の反応率分布の測定値、計算値について比較・検討を行い、Th と Be の核データについて実験的評価を加えた。その結果、必ずしも十分とは

思われないこれらのデータの問題点に関わる有益な知見を得ることができた。³²⁾

最後に、第5章において核融合の実現にとって重要となる核融合炉材料に関するCr、Mn、Cu、Zr、Nbの評価済核データと、トリウムを用いたハイブリッド炉にとって基礎データとなるThとBeに関連する核データについて実験的研究の成果を述べ、本研究の結論をまとめる。

参考文献

1. Technical Basis for the ITER Final Design Report (FDR), Cost Review and Safety Analysis, IAEA (2001).
2. 松田慎三郎 他, 特集/ ITER 工学 R&D における成果, プラズマ・核融合学会誌, **75** 5月号 (1999).
3. K. Shibata, T. Nakagawa, T. Asami, *et al.*: "Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3, - JENDL-3 -", *JAERI 1319* (1990).
4. R. F. Rose (ed.): "ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation", *BNL-NCS-17541, 4th ed.* (1991).
5. H. D. Lemmel and P. K. McLaughlin: "BROND-2.1 Russian Evaluated Neutron data library", *IAEA-NDS-90 Rev.7* (1993).
6. S. Chiba, *et al.*: "Evaluation of JENDL Fusion File", *JAERI-M 92-027*, (1992).
7. T. Nakagawa, K. Shibata, S. Chiba, *et al.*: "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3, Revision-2: JENDL-3.2.", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **32**, 1259 (1995).
8. H. D. Lemmel: "EFF-2.4, The European Fusion File 1994, Including Revisions up to May 1995, Summary Documentation", *IAEA-NDS-170* (1995).
9. S. Ganesan, *et al.*: "FENDL/E: Evaluated Nuclear Data Library of Neutron Nuclear Interaction Cross-Sections and Photon Production Cross-Sections and Photon-atom Interaction Cross Sections for Fusion Applications Version 1.0.", *IAEA-NDS-128, Rev. 3*, (1996).
10. A. B. Paschenko, *et al.*: *IAEA-NDS-173* (1998).
11. K. Shibata, T. Kawano, T. Nakagawa, *et al.*: "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-3: JENDL-3.3", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **39**, 1125 (2002).
12. <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/exfor/> など.
13. E. T. Chen: "Review of the Nuclear Data Status and Requirements for Fusion Reactors", *Proc. Nuclear Data for Science and Technology (1988 Mito)*, 187.
14. C. Ichihara, I. Kimura, S. A. Hayashi, *et al.*, "Measurement of Leakage Neutron

- Spectra from a Spherical Pile of Zirconium Irradiated with 14 MeV Neutrons and Validation of Its Nuclear Data”, *J. Nucl. Sci. Tech*, **40**[6], 417 (2003).
15. C. Ichihara, S. A. Hayashi, Kimura, *et al.*, “Measurement of Leakage Neutron Spectra from a Spherical Pile of Niobium Bombarded with 14 MeV Neutrons and Validation of Its Nuclear Data”, *J. Nucl. Sci. Tech*, **38**[11], 959 (2001).
 16. T. Mori, M. Sasaki and M. Nakagawa: “ANISN-DD One-dimensional Sn Transport Code using Multi-group Double-differential Form Cross Sections”, *JAERI-M 87-123*, (1987).
 17. A. Takahashi and D. Rusch: *KfK-2822/1* (1979).
 18. 大山幸夫、市原千博: 講座 中性子工学 第5章「ベンチマーク実験」, *J. Plasma and Fusion Res.*, **72**[1], 719 (1996).
 19. L. Hansen, C. Wong, T.T. Komoto, *et al.*: “Measurements and Calculations of the Neutron Spectra from Materials Used in Fusion Reactors”, *Nucl. Technol.*, **51**, 70 (1980).
 20. S. P. Simakov, A. A. Androsenko, P. A. Androsenko, *et al.*: “Neutron Leakage Spectra from Be, Al, Fe, Ni, Pb, Pb₁₇Li, Bi, U, Th Spheres with T(d,n) and ²⁵²Cf Sources”, *INDC(CCP)-351* (1993).
 21. A. I. Saukov, B. I. Sukhanov, A. M. Ryabinin, *et al.*: “Secondary Neutron Emission Spectra from Spherical and Hemispherical Samples of Materials Obtained at 14 MeV Neutron Energy”, *INDC (CCP-369)*, IAEA, (1994).
 22. K. Sugiyama, K. Kanda, S. Iwasaki, *et al.*: “Integral Experiment in a 120-cm Lithium Sphere”, *Fusion Technol.*, **8**, 1491 (1985).
 23. S. A. Hayashi, I. Kimura, K. Kobayashi *et al.*: “Measurement and Analysis of Neutron Spectrum in Iron, Nickel and Chromium”, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **24**, 702 (1987).
 24. E. Greenspan: Fusion-fission Hybrid Reactors”, *Adv. Nucl. Sci. Technol.*, **16**, 289 (1984).
 25. H. E. J. Shieff, H. Goodfellow, J. Gray, *et al.*: “Measurements of the Reaction Rate Distributions Produced in a Large Thorium Cylinder by a Central Source of DT Neutrons”, *AWRE O 20/77* (1977).
 26. S. A. Kushneriuk and P. Y. Wong: “Reaction and Neutron Leakage Rates for a Large Thorium Metal Assembly Surrounding a DT Neutron Source”, *AECL-6882* (1980).
 27. S. I. Abdel-Khalik, P. Haldy and A. Kumar: “Blanket Design and Calculated Performance for the Lotus Fusion-fission Hybrid Test Facility”, *Nucl. Technol/Fusion*, **5**, 189 (1984).
 28. K. Sumita, A. Takahashi, J. Yamamoto *et al.*: “Status of OKTAVIAN and Proposal of

- OKTAVIAN II.” *Nucl. Sci. Eng*, **106**, 249 (1990).
29. C. Ichihara, S. A. Hayashi, I. Kimura, *et al.*, “Measurement and Analysis of Leakage Neutron Spectra from Spherical Assemblies of Chromium, Manganese and Copper with 14 MeV Neutrons”, *J. Nucl. Sci. Tech*, **37**[4], 358 (2000).
30. 柴田俊一他:「京都大学臨界集合体実験装置」, 原子力工業, 19 巻 4 号, 40 (1973).
31. 市原千博、中村博、小林圭二他:「京都大学臨界実験装置 (KUCA) パルス中性子発生装置の特性」, *KURRI-TR-240* (1983).
32. S. A. Hayashi, C. Ichihara, K. Kobayashi, *et al.*: “Integral Experiment with regard to the Thorium-based Hybrid Fusion Blanket”, *Proc. International Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (Jurich, Germany)*, 220 (1991).

第2章 核融合炉材料の核データ検証のためのベンチマーク研究

第1節 緒言

最近では、コンピュータハードウェアの急速な進歩により3次元モンテカルロコードを用いた輸送計算などが利用できるようになり、大きな体系や複雑な体系など大容量を要する計算や、高速中性子に対する核反応の非等方性、角度分布の問題も容易に扱えるようになった。そこで計算値と実験値間に差異が生じた場合には、計算に使用した核データの不確かさが主な原因と考えられるまでに至っている。

一方、核融合炉材料関連の核データの状況は、高エネルギー中性子領域において十分信頼がおけるものとは言い難い。特に、10MeV以上のエネルギー領域における $(n,2n)$ 反応断面積や非弾性散乱断面積に関する実測データは数少ないのが現状である。¹⁾ そのため、高エネルギー領域での評価済核データは十分な測定データが不足しているため理論計算による結果に依存せざるを得ない状況にある。世界的にもよく利用されている評価済核データ JENDL-3.2²⁾や ENDF/B-VI³⁾においても、しばしばデータ間に相違が見られる。そこで核融合炉材料を中心とした評価済核データを実験的に検証するため、幾つかの実験が実施されてきた。^{4,5)} 実験方法のほとんどは、核融合炉材料を用いて得られる中性子エネルギースペクトルを測定し、計算値との比較検討から評価済核データを実験的に検証しようとするものである。測定対象試料の組成も単純で、測定上の幾何学的配置/条件も明確な実験配置の下で注意深く実験を行うことにより、信頼度の高いデータを得ることができる。こうして測定されたデータは「ベンチマーク」として実験値の基準となるもので、しばしば計算値との比較に利用される。

核融合炉材料の核データ評価につながる実験としては、Hansen らが1980年代に RTNS-I の14 MeV 強力中性子源を使って多くの核種について系統的に実験を行っている。⁴⁾ また1980年から90年代には旧ソ連の Simakov らが14 MeV と ^{252}Cf 自発核分裂の中性子源を使い、幾つかの核種について測定を行った。⁵⁾ しかし、これらのデータに関する詳細は必ずしも明らかでないため、14 MeV 中性子源を使った国際的なベンチマーク実験として、国際原子力機関の核データセクション (IAEA-NDS) が編纂した核データ集 FENDL-2⁶⁾ を十分満足するには至っていない。また、核分裂炉材料に関する核データ評価を目的とした実験研究は幾つか実施されているが⁷⁾、これに比べて核融合炉材料を対象とした実験研究は必ずしも多くない。

本研究では、大阪大学のパルス中性子発生装置 (OKTAVIAN) を用いた飛行時

間法によって、核融合炉材料として注目される核種のうち Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb の 5 核種を取り上げ、その球状パイル表面から漏洩する中性子エネルギースペクトルを測定する。^{8,9,10)} 本章の前半では、実験方法の詳細とベンチマークとして有用なデータの取得について述べる。次章において、本実験で得られた値をベンチマークとして、それぞれの評価済核データによる計算結果と比較し、本研究で対象とした核融合炉材料に対する核データの検証を行うが、本章の後半で、これらの実験に対する解析方法について述べる。計算に用いる評価済核データには JENDL-3.2²⁾、JENDL Fusion File¹¹⁾、ENDF/B-VI³⁾、EFF-2.4¹²⁾を用い、連続エネルギー減速モンテカルロ法による計算コード MCNP4A¹³⁾を使用する。計算値、実験値間に差異が生じた場合には、その原因を究明するため、評価済核データの一部に修正を加えて、感度解析の手法を導入することによって核データの問題となる点を明らかにする。

第2節 OKTAVIAN を用いたベンチマーク実験

2-1 使用したパルス中性子源

パルス球実験を精度よく行うためには、1 パルスあたりの中性子発生量が高くなければならず、そのためイオン源のイオン発生量を高くする必要がある。さらに、一般的な実験配置で許される飛行距離からは、パルス幅は 1 ns の程度でなければならず、測定効率を上げるために最大繰り返し周波数の高いことも必要である。

大阪大学の 14MeV 中性子源 OKTAVIAN は核融合中性子工学実験を主な目的とした施設で、その最大の特徴は中性子強度が大きいことにある。¹⁴⁾ これを利用して中性子照射損傷など高い照射量の必要な核融合炉材料の研究が行われている。さらに、大強度で幅の狭いパルス中性子を発生させることができ、高速中性子領域での中性子飛行時間法によるスペクトル測定を可能にした。これら 2 種類の実験を行うため、重照射利用とパルスビーム利用にはそれぞれ独立のビームパスが与えられている。本実験では飛行時間法による測定を行うため、全てパルスビームラインを使用した。

OKTAVIAN は、大電流を取り出すことが可能なデュオプラズマトロン型のイオン源、加速用 300kV 高圧発生器、ns バンチャー、中性子発生用ターゲットなどから成っている。イオン源で生じる重陽子は 300kV の加速電圧を印加された後、バンチャーによって鋭いパルスに整形される。パルス系の性能は、半値幅が最短で 1.5ns、繰り返し周波数が最大 500kHz である。その後ビーム輸送系を経て中性子発生用のトリチウムターゲットに導かれる。これは銅板にチタンを電着し、それに

トリチウムを吸蔵させた、いわゆる Gas-in-metal 型のもので、重照射用の場合はトリチウム総量 15 TBq で直径約 25 cm の円板状に加工され、大電流の熱負荷に耐えられるように高速で回転するターゲット面の裏側が水冷される構造となっている。パルスビームを使うラインでは、ビームライン先端に直径 2.5 cm、総量 370 GBq のコイン状のトリチウムターゲットが設置され、裏面が圧縮空気によって空冷される。1 パルスあたりの中性子発生量は最大 10^4 n/pulse、信号対雑音 (S/N) 比が 10^4 である。測定対象である試料を含んだ球状パイルはターゲットがその中心に位置するようにセットされ、試料中心でパルス状の 14MeV 中性子を発生する。この中性子はパイル中に拡散し、様々な相互作用を経て系に固有の中性子スペクトルが形成された後、パイル表面から放出される。本研究の一連の実験では、この中性子スペクトルを飛行時間法によって測定した。

飛行時間法で測定した OKTAVIAN 中性子源の中性子スペクトルの例を図 2-1 に示す。 ${}^3\text{T}(d,n){}^4\text{He}$ 反応による 14 MeV 中性子のピークとともに、実験時期の違いにより中性子源スペクトルに僅かな変化が観測されている。しかし、漏洩中性子スペクトルを測定する毎に中性子源スペクトルを測定し、付録 1 に示したように、解析計算においては、これを中性子源分布の入力データとして使用したので、このようなスペクトル構造の問題は解析結果に反映されている。

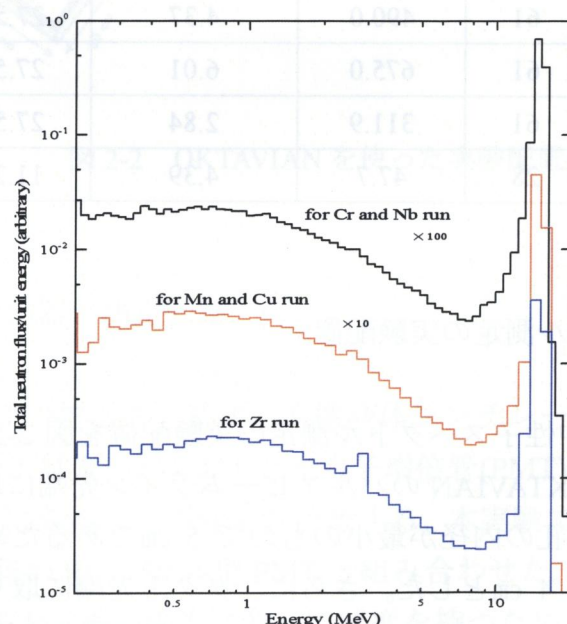


図 2-1 OKTAVIAN で測定を行ったときの中性子源スペクトル。Cr および Nb、Mn および Cu はそれぞれ同時期に測定したため同じスペクトルを使用する。

2-2 測定に供した試料パイル

本研究に関わる一連の核融合炉材料として、核融合炉の炉心、構造材、超電導磁石、中性子増倍材などの候補にあげられる 14 種類の元素および化合物試料を用意した。これらは全て粉末または粒状の試料であり、それぞれ球状の容器に封入して試料パイルを作成した。これらのうち、本研究で取り扱う試料は、表 2-1 に示した Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb である。Cr は直径 40 cm、Mn、Cu および Zr は直径 61 cm、Nb は直径 28 cm の球殻に封入した。これらのパイルの直径、充填した試料の重量および実効的な試料の厚みを表 2-1 に記す。試料の厚みは幾何学的な単位と共に、その物質に対する 14 MeV 中性子の平均自由行程(MFP)を単位とした値も併せて示した。

表 2-1 本研究で測定した試料パイルの直径、重量、見かけの密度、および試料の厚さ。試料の厚さは、実効的な厚み、およびその元素に対する 14 MeV 中性子の平均自由行程(MFP)を単位とした値を示す。

試料	形状	直径 (cm)	試料重量 (kg)	見かけの密度 (g/cm ³)	試料の厚さ	
					(cm)	(MFP)
Cr	球形	40	99.7	3.72	9.8	0.7
Mn	球形	61	490.0	4.37	27.5	3.4
Cu	球形	61	675.0	6.01	27.5	4.7
Zr	球形	61	311.9	2.84	27.5	2
Nb	球形	28	47.7	4.39	11.2	1.1

2-3 中性子スペクトル測定の実験配置

OKTAVIAN を使った中性子スペクトル測定の実験配置を図 2-2 に示す。本実験専用のビームダクトを OKTAVIAN のパルスビームライン先端に取り付けた。試料の容器に設けられた入射孔の内径が最小のもので 5 cm であるため、これにあわせてビームダクトの外径は 4 cm とした。さらに、ダクト先端に取り付けたトリチウムターゲットも直径 3.5 cm のハウジングに納めて、試料中心にトリチウムターゲットが位置するように試料容器を設置した。中性子検出器については次節に詳しく述べるが、検出器前部を約 70 cm の鉄と約 80 cm の重コンクリートでコリメートし、検出器周囲は厚さ約 10 cm の鉄、約 30 cm の重コンクリートブロック、約 20 cm のパ

ラフィンで遮蔽した。検出器の位置は試料中心から約 11m で、重陽子ビームの方向に対して 55° 方向、下向き 5° 方向にあたる。試料の支持、床、壁などで散乱して検出器に入射する中性子をできるだけ遮蔽するために、検出器と試料とのほぼ中間の位置にプレコリメータを置いた。これは、鉄（厚さ 15 cm）－パラフィン（厚さ 94 cm）からなる、外径 100 cm、厚さ 110 cm の円筒状で、実験の目的に応じてコリメータの内径を変えることができる様に、径の異なるコリメータがいくつか用意されている。本実験では、中性子検出器が試料パイル全体を見ることができるよう 37 cm 孔径のコリメータを使用した。

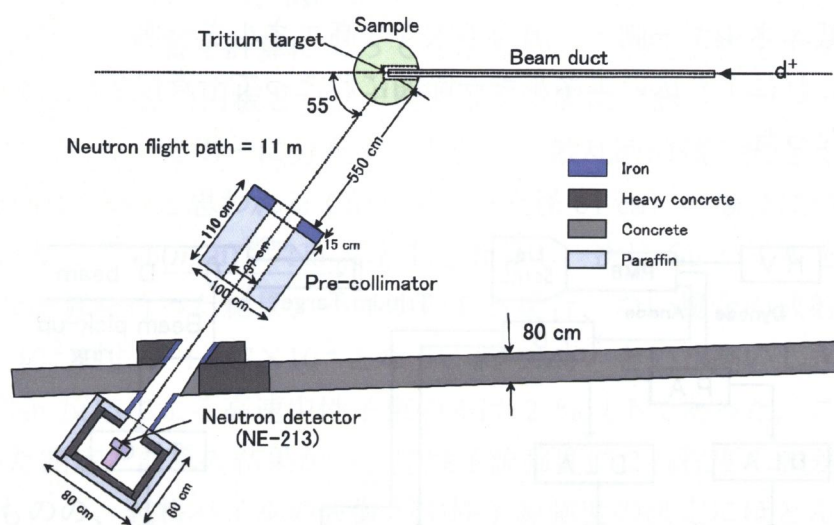


図 2-2 OKTAVIAN を使った実験配置図

2-4 中性子検出器と測定回路

中性子検出器には NE-213 と称する有機液体シンチレータを使用した。これは石英ガラス製の容器に封入されており、光電子増倍管(PMT)と密着させ、微弱な光パルスを電気パルスに変換して中性子を計数する。本実験では直径 12.7 cm、厚さ 5.1 cm の NE-213 を同径の RCA-8854 型 PMT と組み合わせた。

NE-213 は中性子と γ 線の両方に対して感度を持つため、それらの出力を弁別しなければならない。 γ 線による発光は高速の電子が介在するため発光後の減衰が速く、中性子の場合は反跳陽子によるため減衰が遅いことに着目し、両者間の発光の減衰時間差を利用して波形弁別を行った。測定系のブロックダイアグラムを図 2-3 に示す。まず、重陽子パルスビームをピックオフリングで検出してストップ

信号とし、PMTのアノードからの速いパルス信号との差を、時間-パルス波高変換器 (TPHC) により、中性子の飛行時間に依存したパルス波高に変換する。一方、PMTのアノード信号と遅いダイノード信号との差をTPHCでパルス波高に変換すれば、その分布は γ 線による速い分布と中性子による遅い分布とに分かれるので、TPHCを使って波形弁別を行い、中性子による信号だけを選別することができる。これと飛行時間との同時計数を取れば中性子だけの事象について飛行時間スペクトルが得られることになる。計数率は数 100cps 以下であり、パイルアップによる計数誤差などの問題はない。本実験では測定しようとするエネルギー範囲が 0.1 MeV から 16 MeV までと広く、単一の回路系ではダイナミックレンジが十分とれないので、同様な弁別回路を 2 系統並列に用い、増幅器のゲイン設定をパルス出力の小さな低エネルギー側と、出力の大きな高エネルギー側とに分けて波形弁別を行った。これにより広いエネルギー範囲にわたって一斉にデータを取得することが可能となった。

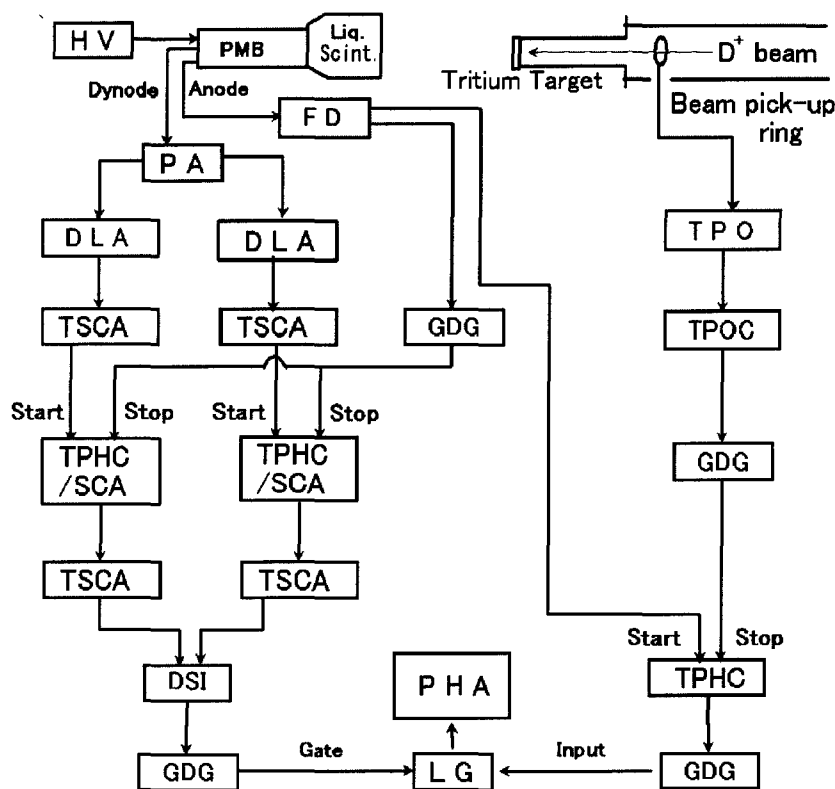


図 2-3 OKTAVIAN を用いた飛行時間法の測定系ブロックダイアグラム (FD:高速弁別器、PA:前置増幅器、DLA:遅延線増幅器、TSCA:波高分析器、GDG:ゲート-遅延発生器、TPHC:時間-波高変換器、DSI:混合器、LG:線形ゲート、TPO、TPOC:基準時間発生器およびコントローラ、PHA:多重波高分析器)。

2-5 試料パイル表面からの漏洩中性子スペクトル

2-5-1 中性子源強度

厚さ 0.2 mm の Nb 箔を直径約 4 cm の底付き円筒状に成形してターゲットの周りを囲み、14 MeV 中性子を照射して $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応で生成される $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の誘導放射能測定によって、その反応率を導出し中性子源強度を測定した。中性子源周りの試料パイルで反射／散乱した中性子が強度測定に影響を与え、実験における誤差要因となる恐れがあるため、MCNP4A を使って、試料パイルの有無が Nb 放射化箔の測定に与える影響を計算によって見積もった。中性子発生用ターゲットを半径 25 mm、厚さ 0.5 mm の円板とし、上記の飛行時間法で測定したスペクトルを持つ中性子源が、この中で均一に分布するとした。散乱断面積が大きく、パイルからの中性子反射が多いと思われる Cu パイル（直径 61 cm）の場合について、中性子源 1 個あたりの $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率を計算し、次に Cu パイルを取り除いた状態で同様な計算を行った結果、パイルのある場合、ない場合の放射化率はそれぞれ 1.476×10^{-2} および 1.447×10^{-2} となり、約 9 MeV という高いしきい値をもつ $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応による高速中性子束の差は 2 % 以下であった。このように、Nb 箔を使った測定と計算の結果から、中性子源強度に 2 % 程度の誤差を生じる可能性はあるものの、試料パイルの設置が中性子源強度の決定にほとんど影響を与えることはないことが明らかになった。

2-5-2 中性子検出器のエネルギー依存検出効率

エネルギー依存の中性子検出効率は、以下のように、モンテカルロコードを使った計算値と実験的に求めた値とを組み合わせ、0.1～16 MeV までの広いエネルギー領域にわたる値を求めた。

① 0.1～0.83 MeV の範囲では、直径 30 cm の黒鉛球からの漏洩中性子スペクトルを飛行時間法で測定し、ENDF/B-V の黒鉛の断面積を使った MCNP4A の計算値と比較して検出効率を算出した。この間の断面積の誤差は 3 % 程度と見積もることができ、計測の統計誤差に起因する誤差は 0.1～0.2 MeV で 5 %、0.2～0.4 MeV で 10 %、0.4～0.83 MeV で 3 % であった。したがって、計算上の断面積まで考慮すると、検出効率の誤差は、0.1～0.2 MeV で 6 %、0.2～0.4 MeV では 10 %、0.4～0.83 MeV で 4 % 程度となる。

② 0.83～8.2 MeV の範囲は、 ^{252}Cf からの自発核分裂スペクトルを飛行時間法で測

定し、以下の Maxwell 分布の式と比較して求めた。

$$P(E) = C\sqrt{E} \times \exp(-E/T),$$

ここで C は比例定数、 $T=1.42$ MeV である。検出効率の誤差は主にスペクトルの形の違いによるもので、Maxwell 分布と Mannhart の測定値¹⁵⁾との違いから見積もると、効率の誤差にして 0.83~5MeV で約 3%、5~8.2MeV では 10%程度となる。

さらに、モンテカルロコード O5S¹⁶⁾コードにより 0.3~16MeV までの検出器応答を計算によって求めた。この方法から検出効率の絶対値を導くこともできるが、本実験では相対的な効率だけを導出し、これを上記の飛行時間法で求めた検出効率で規格化することにより、図 2-4 に示すように 0.1~16MeV の検出効率を求めることができた。

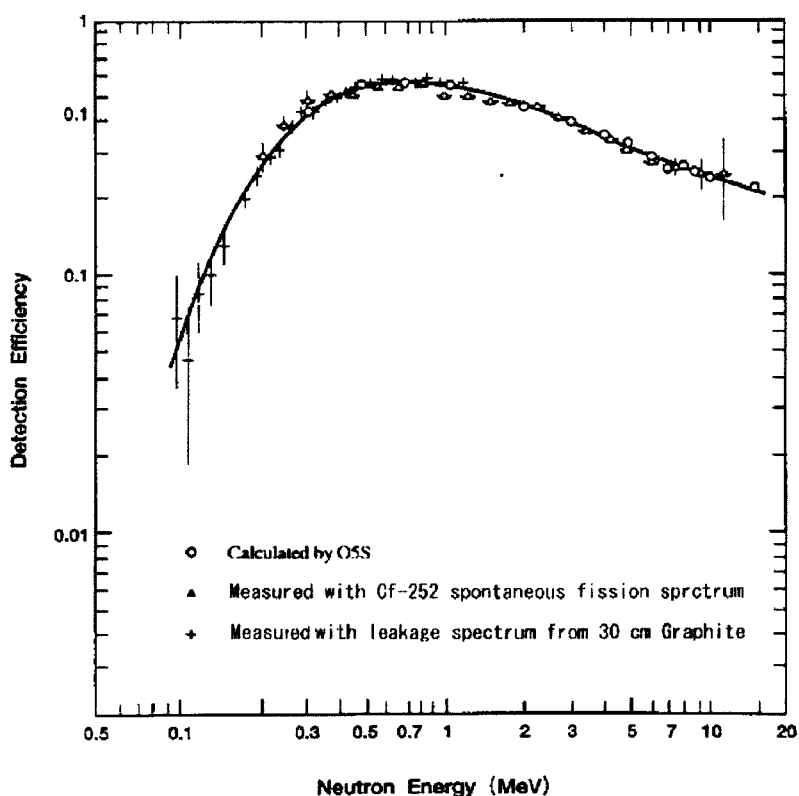


図 2-4 本研究に用いた NE-213 中性子検出器の検出効率曲線

2-5-3 中性子の挙動とスペクトル測定

本実験では、重陽子ビーム方向から 55° の位置にある検出器で中性子を測定する。これから中性子源 1 個あたり全方位に漏洩する中性子スペクトル $J(E)$ $1/(\text{MeV} \cdot \text{中性子源})$ を導出するが、そのため、試料からの漏洩中性子スペクトル測

定の他に試料を除いた状態で中性子源のスペクトル測定を行い、これと併せて以下に述べるような処理を行った。

求める全漏洩中性子スペクトル $J(E)$ を以下のように定義する。

$$J(E) = 4\pi R^2 \int_0^1 f(R, \mu, E) 2\pi\mu d\mu, \quad (1)$$

ここで、 $f(R, \mu, E)$ は角度依存中性子束、 R は試料パイルの外径、 μ は試料の動径方向と検出器とのなす角度の余弦である。角度依存中性子束は、ターゲットでの中性子発生が等方で、かつ試料体系が球対称であれば試料表面の位置には依存しない。本研究ではその条件を満たすので、試料表面から検出器に入射する中性子のエネルギー分布（ただし検出効率の補正は行われたものとする） $D(E)$ は次式で与えられる。その概念図を図 2-5 に示す。

$$D(E) = \int_0^1 f(R, \mu, E) \frac{S_d}{(F_p - \mu R)^2} 2\pi R^2 \mu d\mu, \quad (2)$$

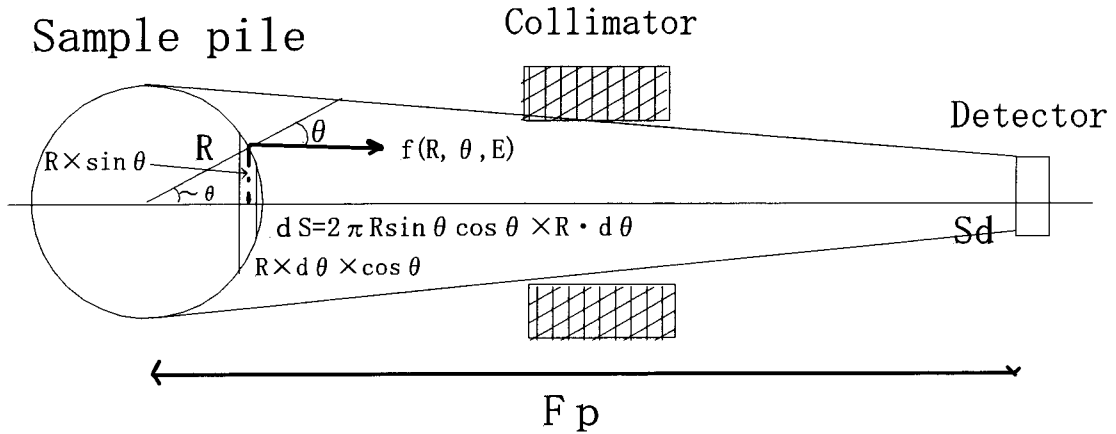


図 2-5 計算上の概念図

ここで、 S_d は検出器の断面積、 F_p は試料からの中性子の飛行距離である。 F_p が 11m、 μR は最大 0.3 m とすると、 $F_p - \mu R$ は最大 3 % 程度の誤差で $F_p - \mu R \cong F_p$ と近似す

ることができる。したがって(1)式とあわせて、 $D(E)$ と $J(E)$ は、

$$D(E) = \frac{S_d}{4\pi F_p^2} J(E), \quad (3)$$

のように関係づけることができる。

試料を設置せず、中性子源だけの飛行時間測定を行ったときに検出器に入射する中性子のエネルギー分布 $Q(E)$ (1/MeV・中性子源)は、以下のように表される。

$$Q(E) = \frac{S_d}{4\pi F_p^2} q(E), \quad (4)$$

$q(E)$ は全エネルギーについて積分して 1 となるように規格化した中性子源のエネルギー分布である。式(3)と(4)から $J(E)$ は、以下のように決定される。

$$J(E) = \frac{D(E)}{\int_0^{15} Q(E) dE}. \quad (5)$$

このように、限られた立体角に入射する中性子(最大エネルギーを 15 MeV とした)測定値だけから、全空間に漏洩する中性子エネルギー Spektral が求められるという点に、この実験法の最大の利点が存在する。

ここで、球対称の仮定がどの程度の誤差を生じるものか検討を行った。検出器が十分試料パイル全体を見渡せるように配置されているならば、試料の構造が球対称でないことが全漏洩中性子 Spektral にどのような違いを与えるかを見積もればよい。MCNP4A を使い、Cr パイル実験の場合を代表例として検討を行った。Cr は本研究で使った試料で最も試料が薄い、すなわち 14 MeV 中性子の平均自由行程を単位としてその値が最も小さいため、試料中の相互作用の数が小さく非対称の効果が最も強く出ると考えられる。Cr パイルの寸法・形状を正確に MCNP4A に入力した場合と、球殻だけで形状を作成した 1 次元形状の両者について、いずれも最外殻からの漏洩中性子 Spektral を計算した。その結果は表 2-2 に示すように、いずれのエネルギー領域でも、両者の計算結果に見られる偏差は数 % 程度に収まっていることが分かる。

本研究において得られた Cr、Mn、Cu、Zr および Nb に関する中性子 Spektral 測定の成果は、核融合炉材料に関連する核データ検証用のベンチマーク実験として、国際的にも注目されており、国際原子力機関の核データセクション (IAEA-NDS) が編纂した核データ集のベンチマークデータとしても採用されることとなった。⁶⁾

表 2-2 発生中性子当たりの漏洩中性子数の比較：Cr 試料
 パイル（直径 40cm の球状）の場合を例に 1 次元でモデル化した場合と 3 次元形状の計算における漏洩中性子の比較。

エネルギー 範囲 (MeV)	1 次元	3 次元	偏差 (%)
10- 16	5.475×10^{-1}	5.623×10^{-1}	2.6
5- 10	4.107×10^{-2}	4.062×10^{-2}	1.1
1- 5	2.392×10^{-1}	2.331×10^{-1}	2.6
0.1- 1	2.355×10^{-1}	2.253×10^{-1}	4.5

2-6 測定誤差

パルス状 14 MeV 中性子源 OKTAVIAN を用いた飛行時間法によって、Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb の球状パイル表面から得られる漏洩中性子スペクトルを 0.1～16 MeV のエネルギー領域において測定する手法を確立することができた。本研究で行った実験法の誤差については以下のように評価することができる。

- ① 飛行時間スペクトルの計数誤差は、全領域にわたって数%程度である。Cr の実験値を例にとると、表 2-3 に示すように、エネルギー領域 0.1～1 MeV では 2.4 %、1～5 MeV では 1.7 %、5～10 MeV では 2.6 %、10～16 MeV では 2.6 %であった。Cr パイル以外の場合についても概ねこの程度であると考えられる。
- ② 中性子源強度の誤差は、Nb 放射化箔の計数誤差に由来するものが 0.5 %、試料の有無による Nb の放射化量の変化は 2%程度であった。なお、本実験の場合は、Nb の放射化量は相対値でよく、 γ 線検出器の検出効率の誤差を考慮する必要はない。
- ③ 検出効率の誤差は前節に述べたように、黒鉛球の漏洩スペクトルから求めたものは 0.8 MeV 以下のエネルギー領域で 4～10 %、10～16 MeV の検出効率には計算に伴う誤差として 3 %を仮定した。 ^{252}Cf の自発核分裂スペクトルから求めた 1～10 MeV における誤差は 3 %から 10 %程度である。
- ④ 漏洩中性子の検出器への進入角度による飛行距離の違いにともなう誤差は、最大 3 %程度である。
- ⑤ これらを総合した測定誤差は、表 2-3 に示すように、0.1～1 MeV では 7.4 ～11.8 %、1～5 MeV では 5.7 %、5～10 MeV では 11.0、10～16 MeV では 6.0 %である。

表 2-3 4つのエネルギー領域毎の測定誤差。

エネルギー領域 (MeV)		0.1-1	1- 5	5- 10	10- 16
測定値の統計誤差 (%)		2.4	1.7	2.6	2.6
中性子源強度	試料の有無による変化	～2 %			
	Nb 箔の測定誤差	～0.5 %			
球対称からのずれ		4.5	2.6	1.1	2.6
検出効率	黒鉛漏洩スペクトルから	4 ～10 %			3.0
	²⁵² Cf の核分裂スペクトル		3%	10%	
飛行距離の差に起因する誤差		～3 %			
総計		7.4 ～11.8	5.7	11.0	6.0

第3節 核融合中性子の輸送解析計算

3-1 解析計算法の概要

核融合中性子の解析計算には、3次元連続エネルギー減速モンテカルロコード MCNP のバージョン 4A (MCNP4A) を使用した。このコードは確率論的な解法を使用することに加え、3次元の幾何学的形状をそのまま扱うことができ、複雑な形状を1次元、2次元の形状にモデル化することに起因する計算誤差をなくすることが可能である。さらに重要な特徴として、これまでに作られたモンテカルロコードはいずれも中性子反応のライブラリを多群に分けて利用するものであったが、MCNP では「連続エネルギー」のライブラリを使用する点が挙げられる。すなわち、MCNP 用に処理する以前の核データの持つエネルギー構造をそのまま保存したライブラリを使用することができ、多群構造ライブラリを使うコードには不可避である自己遮蔽に起因する計算誤差から原理的に逃れられる。このように MCNP は数多くの長所を持つコードであるが、確率論的コードに特有のサンプルに使う粒子の数 (MCNP では追跡する粒子の数を history と称する) による統計誤差¹⁷⁾の問題が存在した。しかし、最近のパーソナルコンピュータはきわめて能力が高く、かつ安価で入手できるため、現実的な計算時間内で本研究に使用する目的には十分な精度で計算を行うことができる。本研究では試料の大きさによっても異なるが、概ね $10^7 \sim 10^8$ の history 数を与えて計算を行った。計算結果は任意の

エネルギー群に粒子を割り当てるが、本研究では 14MeV 中性子に関わる計算でよく使われる「135 群」構造のエネルギー群を使用し、いずれのエネルギー群でも 0.01%～3%程度の統計誤差にとどまっており、高い精度で計算することができた。MCNP では、計算による計数事象の総数を勘定する”tally”は様々な種類が用意されている。本研究で使用した試料形状の一例として、直径 61 cm の Mn パイルの場合を図 2-6 に示すが、このような球状の試料を使うことによって実効的に球対称の性質が成立するため、前述のように測定値が試料の最外殻からの全漏洩中性子として算出される。これに対応して、本研究で行った計算では表面透過全漏洩中性子型 tally を適用して、最外殻の球面を通過する全漏洩中性子を求めた。これにより中心で発生した中性子源が体系に入射して相互作用した結果、寄生吸収などで失われるものを除いて、全ての中性子が有効に勘定されるため計算の効率が高く、統計誤差も小さくすることができる。これはベンチマーク実験として球状試料を使う最大の利点の一つでもある。

巻末には、付録 1 として MCNP4A コード用入力データの例を示している。

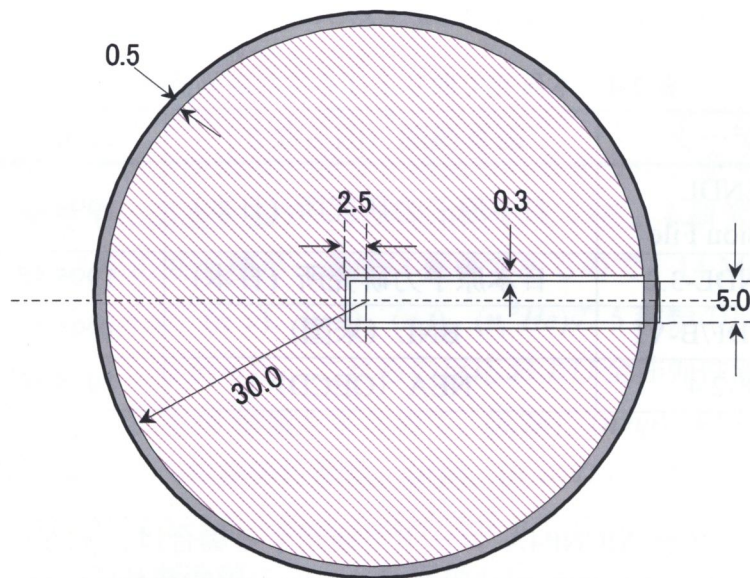


図 2-6 直径 61 cm の Mn 球状パイル

3-2 計算用評価済核データ

中性子と原子核との核反応データ（核データ）として、本研究で取り上げる評価済核データは、表 2-4 のように、日本原子力研究所核データセンタが公開する JENDL Fusion File (1993 年公開)、JENDL-3.2 (1995 年公開)、米国 Brookhaven

National Laboratory (BNL)の ENDF/B-VI (1991 年公開)、欧州共同体の EFF-2.4 (1995 年公開) である。JENDL Fusion File は JENDL-3.2 を目指してその前身である JENDL-3.1¹⁸⁾を大幅に改良したもので JENDL-3.2 の基本形ともいえるが、JENDL-3.2 ではより多くの核種が収納されていることに加え、いくつかの核種で再評価作業を行った結果が反映され、内容的に JENDL Fusion File と異なる点がある。しかし、本研究で対象とした Cr、Mn、Cu、Zr、Nb については、JENDL-3.2、JENDL Fusion File いずれにもほぼ同一の断面積データが収納されている。両者の最大の違いは、JENDL Fusion File が二次粒子の分布にエネルギー・角度二重微分断面積 (DDX) を採用し、ENDF の File 6¹⁹⁾形式で収納されているのに対し、後者は旧来のようにエネルギー分布が File 4、角度分布が File 5 の形式で 2 つのファイルに分けて収納されていることである。ENDF/B-VI には File 6 形式で二次粒子データが収納されており、1991 年の公開以来何度か改訂された後、現在はマイナーバージョン 8 の ENDF/B-VI.8 に至っている。EFF-2.4 はいくつかの核種については独自の評価値を採用しているが、多くの元素は ENDF/B-VI や JENDL Fusion File などから適当なものを採用している。

表 2-4 本研究で取り上げる主な評価済核データ。

核データ	編纂機関 (国名など)	公開年
JENDL Fusion File	日本原子力研究所 (日本)	1993 年
JENDL-3.2	日本原子力研究所 (日本)	1995 年
ENDF/B-VI	BNL (米国)	1991 年
EFF-2.4	NEA (OECD)	1995 年

これらの核データを MCNP4A コードで使用する場合は、処理コードを使って MCNP 専用ライブラリに変換する必要がある。これは前述のように、元の核データと同じエネルギー構造をもつが、本研究では、いずれも元の核データを NJOY²⁰⁾コードを使って処理し、MCNP 用ライブラリとしたものを使用した。JENDL-3.2、JENDL Fusion File から処理作成されたライブラリとがそれぞれ FSXLIB-JFF²¹⁾、FSXLIB-J3R2²²⁾として公開されている。ENDF/B-VI は Hendricks ら²³⁾、EFF-2.4 は Petrizzi ら²⁴⁾によってそれぞれ MCNP 用に処理されたライブラリが公開されている。本研究の解析計算には、次項の感度解析に使う場合を除き、これらのライブラリを特に手を加えることなく使用した。

3-3 核データの問題点を推定する方法 — 感度解析

ベンチマーク実験によって核データの検証を行う場合には、計算結果との比較から核データの妥当性を検討する。しかし、それにとどまらず、実験と計算の結果に不一致が存在した場合に、その原因がどの断面積に起因しているかを推測することができれば、ベンチマークから核データ評価へのフィードバックがより直接的に可能になる。そのためには、核データのうち個別の反応がスペクトル形成にどのように寄与するかを何らかの方法で知ることが重要になる。すなわち、ある断面積の微小な変化に対し、計算結果にどのような影響が現れるかを見極めることになる。このような検討法を感度解析と称する。核分裂炉などの炉物理現象においては、通常摂動理論にしたがって感度解析が行われるが、本研究が対象とする高エネルギー領域での核データの是非を検討するような場合、摂動という概念の範囲を超えた大きな違い、例えば非弾性散乱のレベルの有無、エネルギーの閾値の差などを取り扱わなければならない。そこで、本研究では MCNP 用ライブラリの中の個別の断面積データを数値的に変化させ、それによるスペクトルの変化を元のライブラリによる計算結果と比較する方法を試みた。⁷⁾ 以下に Mn の試料パイルを例にとり、この方法の概要を示す。

まず、どの部分断面積を検討の対象にすべきかを調べる必要がある。計算に用いた FSXL-JFF ライブラリには、表 2-5 に見られるように、多くの種類の部分断面積、2 次中性子に関連するデータが収納されている。本研究の場合は 14 MeV 中性子に対する反応断面積が一義的に重要であるので、14 MeV での断面積がきわめて小さい $(n, n\alpha)$ 、 (n, γ) 、 (n, d) 、 (n, t) 、 $(n, {}^3\text{He})$ の 5 種類の反応は、この時点で考慮の対象とはしなかった。これらの反応および全非弾性散乱を除き、またレベルへの非弾性散乱 16 種類をまとめて、 $(n, 2n)$ 、 (n, np) 、離散レベルへの非弾性散乱、非分離領域への非弾性散乱、 (n, p) 、 (n, α) の 6 種類について、対応する断面積データを順次 0 に置き換えてライブラリを作成した。このとき、減少した断面積は弾性散乱断面積に加え全断面積を保存するようにした。このようにして得られた 6 種類のライブラリを使って、測定結果に対応する試料パイル最外殻からの漏洩中性子スペクトルを求めた。表 2-6 には、検討の対象とした断面積の種類、14 MeV 中性子に対する断面積の値、4 つのエネルギー範囲についてスペクトルを積分した値と元のライブラリによる計算値との比が示されている。これから、 (n, np) 、 (n, p) 、 (n, α) の 3 種類は完全に断面積の値を 0 にした場合でも、数 % 程度しかスペクトルに影響を与えないことが分かる。そこで、スペクトルに比較的大きな変化を与えた $(n, 2n)$ 、離散レベルへの非弾性散乱、そして非分離非弾性散乱の 3 種類について、それぞれの断面積が変化するとき

のスペクトルの変化の度合い、すなわち感度について詳細に検討した。上記 3 種類の各反応を順次、元の値の 75%、50%、25%にそれぞれを減少させた場合の合計 12 種類の異なったライブラリを作成し、これらを使って球状パイルからの漏洩中性子スペクトルを計算した。図 2-7 に、これらの漏洩スペクトルの計算結果を示す。これから分かることは以下のとおりである。

- 1) 離散レベルへの非弾性散乱断面積 (Discrete inelastic) を減少させた場合、1～6 MeV 間のスペクトルは大きくなり、500 keV 以下では逆に小さくなっている。
- 2) 非分離領域への非弾性散乱断面積 (Continuum inelastic) を小さくした場合、そのスペクトルの変化は全体として小さいが、4 MeV 以上のスペクトルがやや大きくなる。特に 4～10MeV でのスペクトルに変化がみられる。
- 3) $(n,2n)$ 反応断面積を小さくした場合が最も顕著にスペクトルが変化する。4 MeV 以上のスペクトルは $(n,2n)$ 反応断面積の減少につれて次第に大きくなり、4 MeV 以下では逆に減少するようになる。

表 2-5 FSXL-JFF に収納されている中性子核反応。MT 番号と反応の種類、2 次中性子の有無、および 14 MeV 入射中性子に対する反応断面積。

MT	16	22	28	51～66		91	
反応	$(n,2n)$	(n,na)	(n,np)	非弾性散乱 (分離レベルへ)		非弾性散乱 (非分離領域へ)	
	○	○	○	○		○	
断面積(mb)	719.00	1.00	36.58	68.42		457.30	
MT	102	103	104	105	106	107	4
反応	(n,γ)	(n,p)	(n,d)	(n,t)	$(n,^3\text{He})$	(n,α)	全非弾性 散乱
2 次中性子							○
断面積(mb)	0.67	37.40	4.40	0.87	0.00	27.68	525.72

○ 印は、反応の結果 2 次中性子が生じることを意味する。

この傾向をより直接的に見るために、図 2-8 において横軸に断面積の減少の度合いを取り、断面積を減少させて計算したスペクトルを、10 MeV 以上、5～10 MeV、1～5 MeV、1 MeV 以下の 4 つのエネルギー領域で積分して、元の FSXL-JFF をそのまま使った計算値との比を図示している。これから明らかなことは、以下のとおりである。

表 2-6 断面積の値を 0 にしたライブラリによる漏洩スペクトルの計算値と元のライブラリによる計算値との比較。いずれも 0.1~1、1~5、5~10、10~16 MeV のエネルギー範囲について積分したもの。

		エネルギー (MeV)	0.1~1	1~5	5~10	10~16
変更前の積分値		—	0.711	0.301	0.0303	0.152
MT	相互作用の 種類	断面積 (mb)	変更後の積分値 (変更前後の比)			
16	($n,2n$)	719.00	0.276 (0.39)	0.143 (0.47)	0.0515 (1.70)	0.408 (2.69)
28	(n,np)	36.58	0.709 (1.00)	0.305 (1.01)	0.0312 (1.03)	0.161 (1.06)
51-66	非弾性散乱 (分 離レベルへ)	68.42	0.436 (0.61)	0.711 (2.36)	0.0343 (1.13)	0.165 (1.09)
91	非弾性散乱 (非 分離レベルへ)	457.30	0.706 (0.99)	0.319 (1.06)	0.0157 (0.52)	0.253 (1.66)
103	(n,p)	37.40	0.712 (1.00)	0.302 (1.00)	0.0300 (0.99)	0.153 (1.00)
107	(n,α)	27.68	0.713 (1.00)	0.302 (1.00)	0.0290 (0.96)	0.157 (1.03)

- 1) スペクトルの内 10 MeV 以上の領域では ($n,2n$) 反応の減少に対して、スペクトルが大きく増加していく、すなわち強い負の相関をもっていることが分かる。そして非分離非弾性散乱もかなり強く負の相関を持つ。分離レベルへの非弾性散乱はほとんど感度を持たない。
- 2) 5~10 MeV では引き続き($n,2n$) 反応が負の相関を持っているが、非分離非弾性散乱の相関はかなり小さくなる。分離レベルへの非弾性散乱はほとんど相関を持っていない。
- 3) 1~5 MeV においては ($n,2n$) 反応は若干正の相関を持っている。非分離非弾性散乱はほとんど相関を持たないが、分離レベルへの非弾性散乱は強い負の相関を持つようになる。

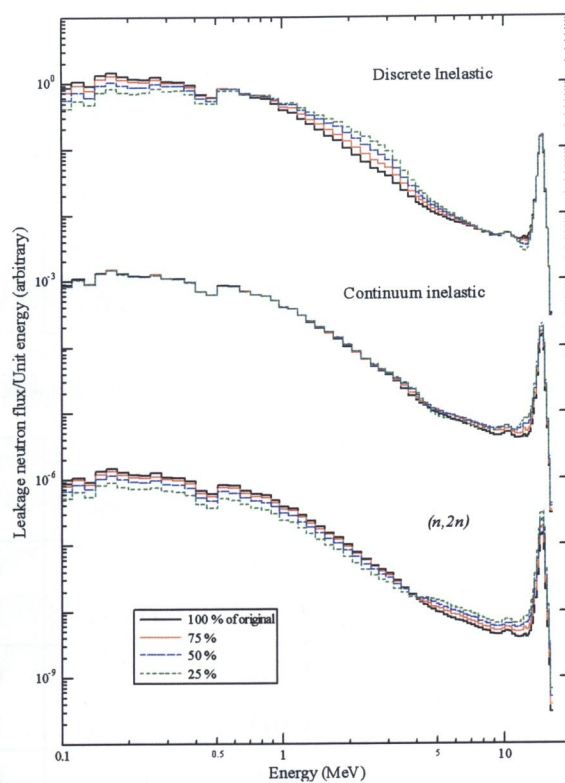


図 2-7 部分断面積を変化させた場合の計算スペクトルに現れる変化 (Mn パイルの場合)。

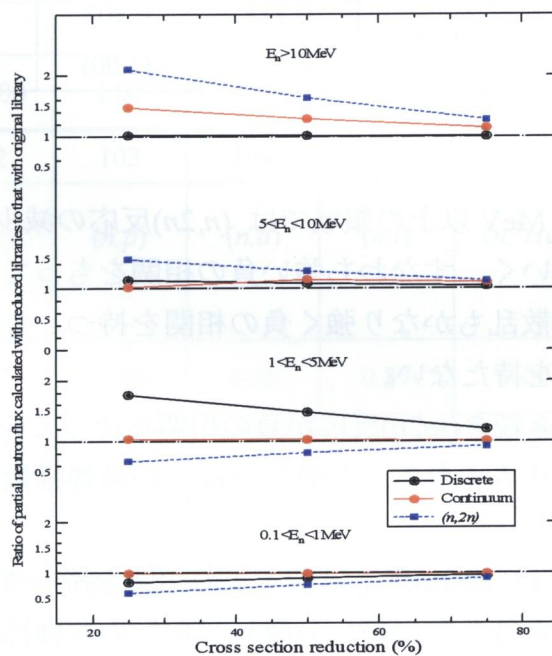


図 2-8 4つのエネルギー群について、部分断面積の変化量に対する計算値と元の断面積を用いた計算値との比 (Mn パイルの場合)。

4) 0.1~1 MeV の領域では($n,2n$)反応と分離レベルへの非弾性散乱が弱い正の相関を持つが、非分離非弾性散乱は相関を持たない。

以上のように、離散レベルへの非弾性散乱、非分離領域への非弾性散乱、($n,2n$)反応の 3 つの反応は個々のエネルギー領域ごとに違った相関を持つため、測定値と計算値との間の相違がどの反応によるものか、感度解析は核データの問題点評価に重要な知見を与えてくれることが分かる。

以上の結果をとおして、実験結果との対比から JENDL-3.2 や ENDF/B-VI などの評価済み核データを検証するための解析計算においても、MCNP4A コードによる計算法を確立することができた。また、これらの計算値とベンチマーク実験値との間に差異が生じた場合に、評価済み核データの問題となる部分を究明するために、感度解析法の導入はきわめて有用であることが分かった。

第4節 結言

- 1) 核融合炉材料である Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb に関する核データベンチマーク実験を、大阪大学の強力中性子源 OKTAVIAN を使用して実施した。球状容器に密封して作成したパイルの中心でパルス状 14 MeV 中性子を発生させ、試料中に透過して相互作用した結果、試料パイル表面から漏洩する中性子スペクトルを 0.1~16 MeV にわたり飛行時間法によって測定した。
- 2) 試料は、ステンレス、または軟鋼の球殻に粉末状の試料を充填して作成した。これらの中心にトリチウムターゲットを設置し、OKTAVIAN のパルス状重陽子ビームを照射してパルス状 14 MeV 中性子を発生させた。中性子検出器には NE-213 液体シンチレータを用い、試料中心から約 11 m 離れた位置に配置して飛行時間法による中性子スペクトル測定を行った。
- 3) NE-213 のエネルギー依存検出効率は、直径 30 cm の黒鉛パイルからの漏洩中性子スペクトル、 ^{252}Cf の自発核分裂スペクトルの測定によるほか、O5S コードを用いた計算値と組み合わせて 0.1 MeV~16 MeV の広いエネルギー範囲にわたって求めた。また、Nb 箔を用いた放射化法により中性子源強度を測定した。
- 4) 測定に伴う誤差を、①飛行時間スペクトルの計数誤差、②Nb 放射化箔による中性子源強度測定の誤差、③中性子源の周りに試料パイルを配置したことによる中性子源強度への影響、誤差、④検出効率の誤差について検討した結果、本実験の一例として、Cr パイルの場合では、0.1~1 MeV において 7.4 ~11.8 %、1~5 MeV では 5.7 %、5~10 MeV では 11.0 %、10~16 MeV では 6.0 %となった。
- 5) 本実験の結果は、核融合炉材料に関連する核データ検証用のベンチマーク実験として IAEA が編纂した核データ集に採用されることとなった。

- 6) 本研究で取り上げた Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb 材料に関するベンチマーク実験解析では、3次元の連続エネルギー減速モンテカルロコード MCNP4A を採用することにより、高い精度で解析計算を行うことができ、使用した核データの妥当性評価に応用できることが分かった。
- 7) 核データ評価の具体的試みとして、計算値と実験値間に生じた差異について、その原因と改善の方法を探るため感度解析を試みた。本研究では、MCNP 用のライブラリに手を加え、感度解析効果を検証するため対象核種の断面積値を元の 75%、50%、25%に順次減少させたライブラリによる計算値と元のライブラリを使った計算値を比較する方法をとった。
- 8) その結果、核データの主たる問題点がどの部分に存在しているかを具体的に予測できるようになり、その問題点の解決方法に関する知見を得ることが可能になった。本研究により、ベンチマーク実験の結果から核データへのフィードバックをより直接的なものとして、核データ評価に反映することが可能となった。

参考文献

1. <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/exfor/> など.
2. T. Nakagawa, K. Shibata, S. Chiba, *et al.*: “Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3, Revision-2: JENDL-3.2.”, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **32**, 1259 (1995).
3. R. F. Rose (ed.): “ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation”, *BNL-NCS-17541*, 4th ed. (1991).
4. L. Hansen, C. Wong, T.T. Komoto, *et al.*: “Measurements and Calculations of the Neutron Spectra from Materials Used in Fusion Reactors”, *Nucl. Technol.*, **51**, 70 (1980).
5. S. P. Simakov, A. A. Androsenko, P. A. Androsenko, *et al.*: “Neutron Leakage Spectra from Be, Al, Fe, Ni, Pb, Pb₁₇Li, Bi, U, Th Spheres with T(d,n) and ²⁵²Cf Sources”, *INDC(CCP)-351* (1993).
6. A. B. Paschenko, *et al.*: *IAEA-NDS-173* (1998).
7. S. A. Hayashi, I. Kimura, K. Kobayashi *et al.*: “Measurement and Analysis of Neutron Spectrum in Iron, Nickel and Chromium”, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **24**, 702 (1987).
8. C. Ichihara, S. A. Hayashi, I. Kimura, *et al.*, “Measurement and Analysis of Leakage Neutron Spectra from Spherical Assemblies of Chromium, Manganese and Copper with 14 MeV Neutrons”, *J. Nucl. Sci. Tech*, **37**[4], 358 (2000).

9. C. Ichihara, I. Kimura, S. A. Hayashi, *et al.*, "Measurement of Leakage Neutron Spectra from a Spherical Pile of Zirconium Irradiated with 14 MeV Neutrons and Validation of Its Nuclear Data", *J. Nucl. Sci. Tech*, **40**[6], 417 (2003).
10. C. Ichihara, S. A. Hayashi, Kimura, *et al.*, "Measurement of Leakage Neutron Spectra from a Spherical Pile of Niobium Bombarded with 14 MeV Neutrons and Validation of Its Nuclear Data", *J. Nucl. Sci. Tech*, **38**[11], 959 (2001).
11. S. Chiba, *et al.*: "Evaluation of JENDL Fusion File", *JAERI-M* **92-027** (1992).
12. H. D. Lemmel: "EFF-2.4, The European Fusion File 1994, including revisions up to May 1995, Summary Documentation", *IAEA-NDS-170* (1995).
13. F. Briesmeister (ed.): "A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A.", *LA-73966-M, Rev.2* (1986).
14. K. Sumita, A. Takahashi, J. Yamamoto *et al.*: "Status of OKTAVIAN and Proposal of OKTAVIAN II." *Nucl. Sci. Eng*, **106**, 249 (1990).
15. W. Mannhart: "Evaluation of the californium-252 spontaneous fission neutron spectrum", *IAEA-NDS-98* (1998).
16. R. E. Textor and V. V. Verbinski : "O5S: A Monte Carlo Code for Calculating Pulse Height Distributions due to Monoenergetic Neutrons Incident on Organic Scintillators", *ORNL-4160* (1968).
17. 津田孝夫: 「モンテカルロ法とシミュレーション」, 培風館 (1977).
18. T. Shibata, T. Nakagawa, T. Asami, *et al.*: "Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3, - JENDL-3 -,", *JAERI* **1319** (1990)
19. V. McLane, C. L. Dunford, P. F. Rose (ed.): "ENDF-102 Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6", *BNL-NCS-44945 Rev. 2/97* (1990, Revised 2001).
20. R. E. MacFarlane: "NJOY99, Data Processing System of Evaluated Nuclear Data Files ENDF Format", *PSR-0480 NJOY99.24* (Last modified 27-NOV-2000).
21. K. Kosako: "Present Status of Cross Section Libraries", *JAERI-Conf* **96-005** (1996).
22. K. Kosako, F. Maekawa, Y. Oyama, *et al.*: "FSXLIB-J3R2: A Continuous Energy Cross Section Library for MCNP Based on JENDL-3.2", *JAERI-Data/Code* **94-020**, (1994).
23. J. S. Hendricks, S. C. Frankle, J. D. Court: "ENDF/B-VI Data for MCNP," and errata, Los Alamos National Laboratory report LA-12891(1994).
24. L. Petrizzi, Final report on task NDB 1.2: processing EFF-2.4 with ACER of NJOY to produce an MCNP working library, EFF-DOC-412(1994).

第3章 核融合炉材料の球状パイルからの 漏洩中性子スペクトル測定と解析

第1節 緒言

核融合炉は多様な技術の集積として造られるものであり、そこで使用される材料也多岐にわたる。発生する中性子のエネルギーは 14 MeV と高く、核分裂炉に比べて数多くの中性子反応が起きる。また、単に中性子による損傷だけではなく、反応の結果生じるガス成分の炉心への拡散、超伝導電磁石の特性変化への影響なども重要な問題である。これら諸問題の評価のみならず、核融合炉全体の核的熱的設計、経済性評価においても、中性子に対する核反応データ（核データ）は核分裂炉にもまして重要である。

本章では、14MeV パルス中性子を発生する OKTAVIAN¹⁾ を用いた飛行時間法により、核融合炉材料として取り上げた Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb の球状試料パイル表面から漏洩する中性子エネルギースペクトルを測定する。^{2,3,4)} 本実験体系は、幾何学的配置も単純で輸送計算との対比も用意であるため、ベンチマーク実験として核データの検証に適している。一方、輸送計算においては、連続エネルギー減速モンテカルロコード MCNP4A⁵⁾ を用い、計算に使う評価済核データとして JENDL-3.2⁶⁾、JENDL Fusion File⁷⁾、ENDF/B-VI⁸⁾、および EFF-2.4⁹⁾ を使用する。核融合炉材料実験値と計算値の比較からそれぞれの核データの妥当性を検討するが、本研究で取り上げた核種の評価済核データに対する精度は 10 % 前後であるので¹⁰⁾、ベンチマーク実験も概ね 10 % の誤差で再現できれば対象とする核データ評価にとってほぼ妥当であると考えられる。計算値と実験値間に著しい差異が生じた場合は、その原因を究明するため、核データに対する感度解析を行った上で、核データ改善の方向について検討を加える。^{2,3,4)}

各試料パイルからの漏洩中性子スペクトル測定の方法と解析の詳細は、前章において述べているため、本章では、中性子スペクトルの測定と解析に関する考察を中心に述べる。

第2節 Cr パイルからの漏洩中性子スペクトルの測定と解析

Cr はステンレス鋼の主材料であり、核融合炉で最も広く使われる可能性を持つ材料であるが、核融合炉設計において主として使用が期待されている評価済核データ間にも差異が存在している。しかし、従来はこうした問題を実験的に検証するために利用できる核データベンチマークがほとんど存在していなかった。本研

究では、大阪大学の 14MeV 中性子源 OKTAVIAN を用いて Cr 核データの検証に役立つベンチマーク実験を行った。²⁾

2-1 漏洩中性子スペクトルの測定

2-1-1 Cr 試料パイル

本実験に使用した Cr 試料は、天然同位体比を持つ 60 メッシュ（粒径 $360\mu\text{m}$ ）の Cr 金属粉末である。化学的純度は 99.78 % 以上で、主要な不純物として Fe、C、Si が存在する。これを図 3-1 に示すような、外径 40 cm、厚さ 0.2 cm のステンレス鋼製の球殻状容器に封入してパイルを作成した。パイルには中心部に直径 20.0 cm の空間と OKTAVIAN のビームダクトを導くための内径 11.1 cm のビーム孔が作られている。充填した Cr 試料の正味重量は 99.7 kg、充填密度は 3.72 g/cm^3 であった。Cr パイルの内径(厚さ 10cm)は天然組成の Cr に対する 14 MeV 中性子の平均自由行程の 0.7 倍に相当している。

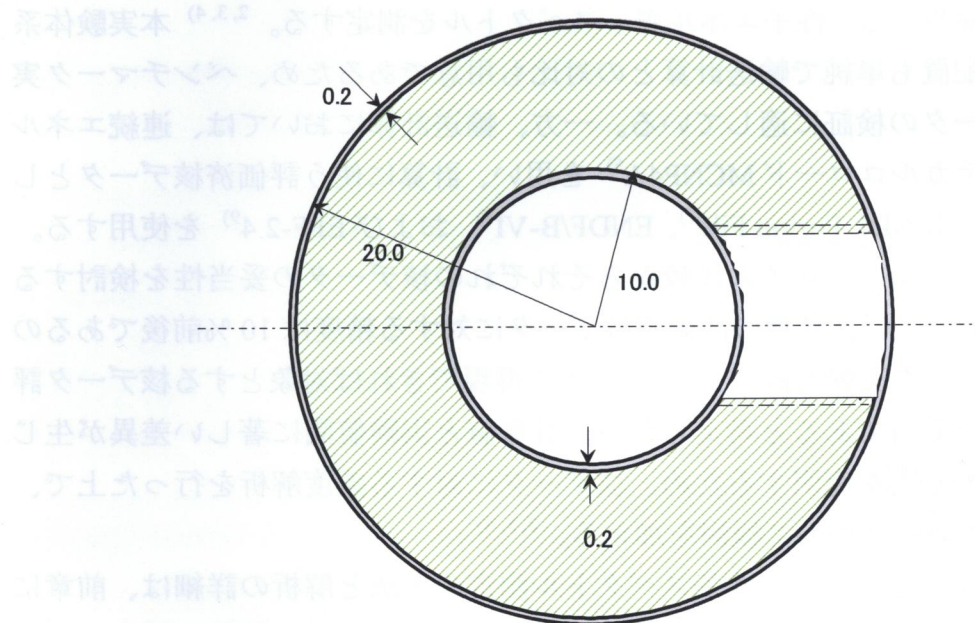


図 3-1 直径 40 cm の Cr パイル容器（ハッチング部に Cr 試料が入る）。

2-1-2 実験の方法

実験方法およびデータ解析の詳細は第 2 章に述べたが、本実験では試料パイルと中性子検出器の間の飛行距離を 10.4m とした。試料の支柱や、床、壁などからの

反射によるバックグラウンド中性子を防ぐために、試料と検出器のほぼ中央に設置したプレコリメータの孔径は、検出器から試料全体が見通せるように 37cm に設定した。飛行時間測定に要した時間は 91 分でその間の重陽子ビームは、パルス幅が 4 ns、繰り返しが 250 kHz であった。中性子源強度は、厚さ 0.2mm の Nb 箔を使い直径約 4cm の底付き円筒状に成形して OKTAVIAN のトリチウムターゲットを取り囲むように配置し、 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応によって生成された $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の誘導放射能測定によって求めた。

2-2 実験と解析の結果および考察

Cr パイルから得られた 0.1~16MeV 領域における漏洩中性子スペクトルの測定結果および JENDL-3.2、JENDL Fusion File、ENDF/B-VI、および EFF-2 を使って計算したスペクトルを図 3-2 に掲げる。この図の下方には、4 つのエネルギー領域毎にスペクトル値を積分した結果に対する計算値と実験値の比 (C/E) 値を合わせて示している。スペクトルの形状を見る限り、4 種類の評価済核データ、JENDL-3.2、JENDL Fusion File、ENDF/B-VI、EFF-2.4 は実験値とよく一致しており、満足出来る結果が得られていると言えよう。しかし、詳細にみると、ENDF/B-VI と EFF-2.4 には若干の実験値との差異が見受けられる。以下、核データ毎に検討を加える。

JENDL-3.2 および JENDL Fusion File については、これらを用いた計算値は 0.1~16 MeV にわたって、極めてよく実験値と一致している。少なくとも本実験で測定したエネルギー範囲では、ほぼ満足できるように思われるので、Cr の評価済み核データとしてほぼ妥当な結果が得られていると考えられる。

次に、ENDF/B-VI を用いた計算値は、1~10MeV の間で 12~13% 程度の不一致があるが、全体としては一致の方向にあり、満足できるものといえよう。ただ、9.7 MeV 近傍に実験や他の核データによる計算結果には見られない小さなピークが存在する。第 2 章第 3 節に示した感度解析を試みるため、JENDL Fusion File から MCNP 用のライブラリとして作成された FSXLIB-JFF¹¹⁾を用い、その一部の断面積を変化させながら MCNP4A コードにより計算を行った。その結果を図 3-3 に示す。これから、5~10 MeV では $(n,2n)$ 反応および非分離レベルへの非弾性散乱が大きな相関を持つことが分かる。しかし、この両者とも 5~10 MeV 領域で 0.1~1 MeV 領域と同程度の逆の相関をもっている。図 3-2 の ENDF/B-VI による計算結果は、0.1~1 MeV 領域の断面積に目立った構造が見られないため、9.7 MeV 近傍のピークは $(n,2n)$ 反応や非弾性散乱が主な原因であるとは考えにくい。また、図 3-3 に示した結果によれば、分離レベルへの非弾性散乱の相関は極めて低いため、これが 9.7MeV 近傍のピークの原因となっているとは考えられない。

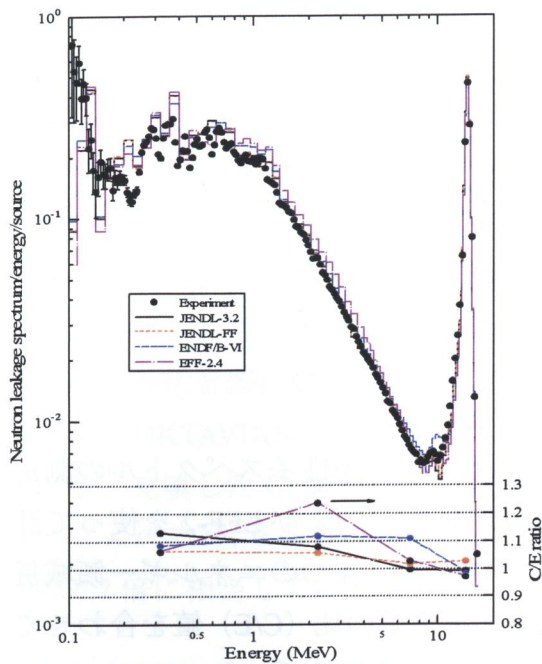


図 3-2 Cr パイルからの漏洩中性子スペクトル。測定値、および JENDL-3.2、JENDL Fusion File (JENDL-FF)、ENDF/B-VI および EFF-2.4 を使った計算値とともに、図の下部に、それぞれ4つのエネルギー範囲にわたって積分した値の C/E を示す。

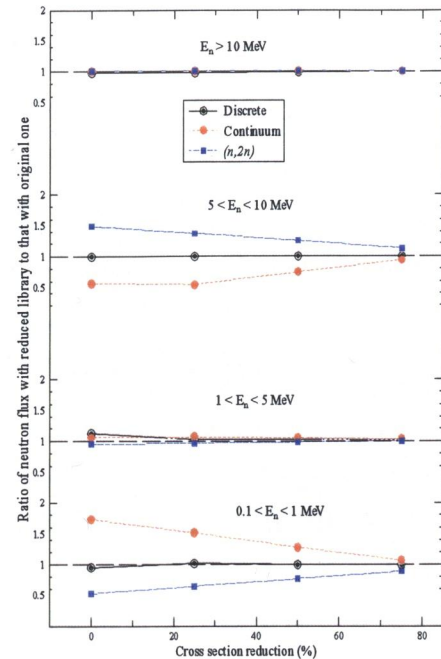


図 3-3 Cr パイルのスペクトル計算用の JENDL-FF 断面積－非弾性散乱、非分離領域の非弾性散乱および $(n,2n)$ 反応断面積－変化に伴う感度。FSXL/JFF を改造したライブラリを用いて MCNP4A により計算した。

MCNP4A を用いると中性子スペクトルが導かれる相互作用の回数を知ることができる。これを利用して、ENDF/B-VI の計算による 9.7 MeV のピークが何回の散乱の結果形成されるかを見ると、図 3-4 のように、1 回の相互作用ですでにこのピークが現れている。このことから、9.7 MeV 近傍の問題は ENDF/B-VI の微分断面積を直接反映しているものと考えてよい。しかし、反応断面積の値自体に不一致を生じる原因を直接見いだすことは困難であるため、スペクトルを決定する要因として、他に 2 次中性子の角度分布およびエネルギー分布が考えられる。今回の実験体系はほぼ球対称であるので、これらのうち 2 次中性子角度分布はエネルギースペクトル全体には、さほど大きな影響を与えないと思われる。これらの状況から、ENDF/B-VI を用いた計算のスペクトルに見られる 9.7 MeV 近傍のピークは、2 次中性子のエネルギー分布に起因している可能性が高いものと考えられ

る。

EFF-2.4 の計算値は 1 ～5 MeV の広いエネルギー範囲で 24 %実験値を過大評価している。しかし、その他のエネルギー範囲では 10%以内で実験値をよく再現している。図 3-3 に示した JENDL-FF による感度解析の結果に注目すれば、1～5MeV の範囲では何れの断面積も計算スペクトルに対する相関が極めて小さい。そこで、EFF-2.4 においても断面積データの値よりも 2 次中性子のエネルギー分布に問題があれば、スペクトルに大きな変化が現れることが予測できる。実際、Zr や Nb パイルの計算においても、2 次中性子のエネルギー分布問題が見いだされている。^{3, 4)}

以上のように Cr については JENDL-3.2、JENDL Fusion File を用いれば比較的信頼のおける計算結果が得られるほか、ENDF/B-VI の場合についても、9.7MeV 近辺の問題を除けば大きな問題もなく計算を行うことができる。EFF-2.4 を用いた計算には他の 3 種類の評価済核データに比べて、やや信頼度に問題が残る。

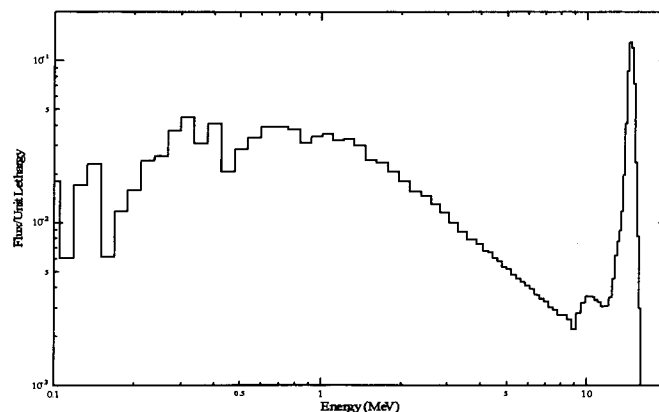


図 3-4 ENDF/B-VI を使った Cr パイルからの漏洩中性子スペクトル計算のうち、1 回の相互作用で形成される成分。

第 3 節 Mn パイルからの漏洩中性子スペクトルの測定と解析

Mn に関する核データ評価のためのベンチマーク実験は、これまでほとんど報告されていない。本研究では、大阪大学の 14MeV 中性子源 OKTAVIAN を用いた飛行時間法によって 0.1～16MeV 領域における Mn 球状パイルからの漏洩中性子スペクトルを測定し、計算結果との比較を通して計算に用いた評価済核データの実験的検証を行った。²⁾

3-1 漏洩中性子スペクトルの測定

3-1-1 Mn 試料パイル

天然の Mn は 100% が ^{55}Mn である。試料は 99.93 % の純度を持つ金属粉末で、主な不純物としては S および Fe が 0.02 %、C と Si がそれぞれ 50 ppm と 20 ppm である。これを図 3-5 のような軟鋼 (SS41) の球殻状容器に封入して試料パイルを作成した。これは壁の厚みが 0.5 cm、外径 61 cm であり、内径 5.0 cm のビーム導入孔が設けられている。Mn 試料の充填量は 490 kg、充填密度は 4.37 kg/cm^3 であり、パイルの内径(試料の厚さ 30cm)は 14 MeV 中性子に対する ^{55}Mn の平均自由行程の 3.4 倍に相当する。

3-1-2 実験の方法

本実験では試料パイルと中性子検出器の間の飛行距離を 10.4 m とした。試料パイルの支持台や、床、壁などからの反射によるバックグランド中性子を防ぐために、パイルと検出器のほぼ中央にプレコリメータを設置した。検出器からパイル全体が丁度見通せるように、コリメータの口径は 37cm とした。測定時間は 360 分で、実験時の重陽子ビームは、パルス幅が 4 ns、繰り返しが 250 kHz であった。中性子源強度の測定は、厚さ 0.2mm の Nb 箔を使い直径約 4cm の底付き円筒状に成形して OKTAVIAN のトリチウムターゲットを取り囲むように配置し、 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応によって生成された $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の誘導放射能測定によって行った。

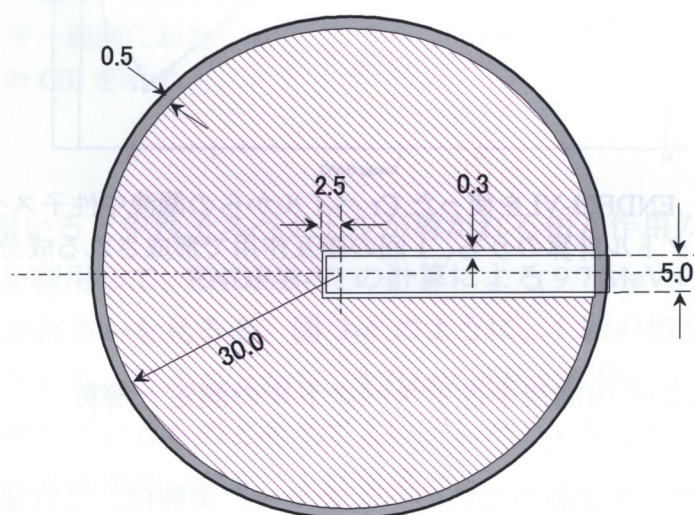


図 3-5 直径 61 cm の球殻容器 (Mn、Cu および Zr 用パイルとして使用)。

3-2 実験と解析の結果および考察

Mn パイルからの漏洩中性子スペクトルを図 3-6 に示す。EFF-2.4 は Mn の評価値を ENDF/B-VI から採っているため、計算は JENDL-3.2、JENDL Fusion File および ENDF/B-VI の 3 種類について行った。これらの計算値はいずれも 10 MeV 前後に僅かな不一致はあるが、ほぼ 10%以下の精度でよく測定値を再現できている。Mn パイルの場合も Cr の場合と同様、10 MeV 近傍の不一致は図 3-7 のように、わずかに 1 回の相互作用の結果にも現れている。図 3-8 は JENDL Fusion File の Mn を変化させて得られた感度解析の結果であるが、10 MeV 近傍に感度のある $(n,2n)$ 反応、非分離非弾性散乱とも、Cr の場合と同様、感度解析の結果からは断面積値自身に特別問題があるとは思われない。したがって、JENDL-3.2、ENDF/B-VI のデータにおいても 2 次中性子の分布、特にエネルギー分布データに問題があると考えられる。10MeV 近辺の問題を除けば、いずれの核データを用いてもほぼ満足できる結果が得られている。

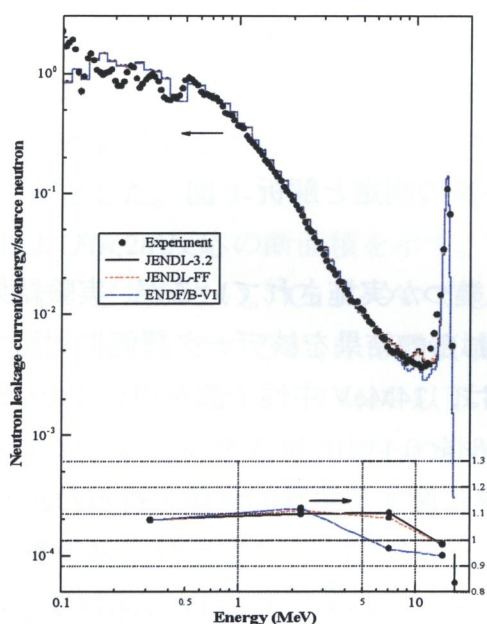


図 3-6 Mn パイルからの漏洩中性子スペクトル。測定値、及び JENDL-3.2、JENDL Fusion File(JENEL-FF)、ENDF/B-VI を使った計算値とともに、図の下部に、それぞれ 4 つのエネルギー範囲にわたって積分した値の C/E を示す。

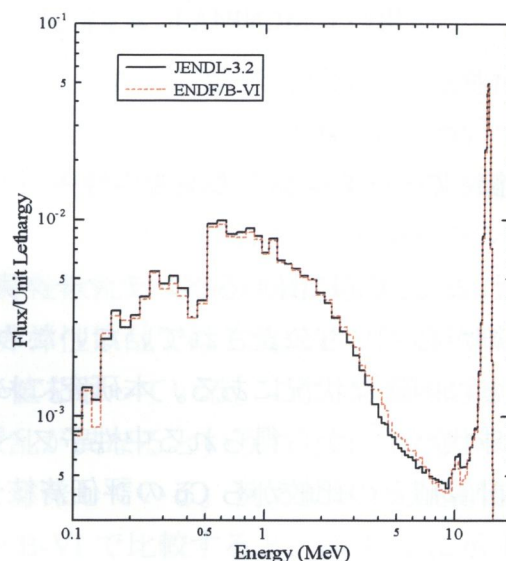


図 3-7 JENDL-3.2 および ENDF/B-VI を使った Mn パイルからの漏洩中性子スペクトル計算のうち、1 回の相互作用で形成される成分。9.7 MeV のピークが形成されていることが分かる。

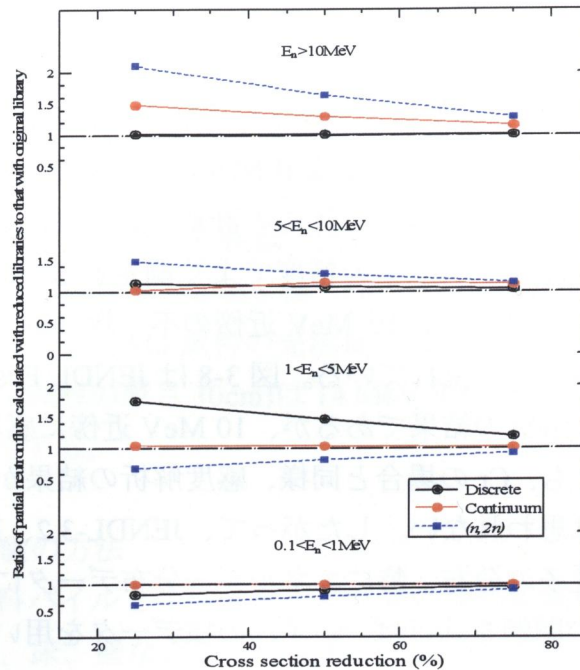


図 3-8 Mn パイルのスペクトル計算用の JENDL-FF 断面積－非弾性散乱、非分離領域の非弾性散乱および $(n,2n)$ 反応断面積－変化に伴う感度。FSXL/JFF を改造したライブラリを用いて MCNP4A により計算した。

第 4 節 Cu パイルからの漏洩中性子スペクトルの測定と解析

これまで、Cu に関するベンチマーク実験は幾つか実施されているが、実験結果の詳細が必ずしも公表されていないため、これらの結果を核データ評価に利用することは困難な状況にある。本研究においては、14MeV 中性子源を用いて Cu 試料の球状パイルから得られる中性子スペクトルを 0.1～16 MeV 領域において測定し、計算値との比較から Cu の評価済核データに関する実験的評価を行った。²⁾

4-1 漏洩中性子スペクトルの測定

4-1-1 Cu 試料パイル

Cu 試料は天然組成の金属粉末であり、純度は 99.99 %、不純物として S が 10 ppm、Fe が 2 ppm 混入している。Cu パイルは Mn と同様、図 3-5 のように外径 61 cm の球殻に試料を封入して作成した。充填量は 675 kg、充填密度は 6.01 kg/cm^3 であり、Cu パイルの内径(試料の厚さ 30cm)は 14 MeV 中性子の Cu 試料に対する平均自由行程の 4.5 倍に相当している。

4-1-2 実験の方法

本実験の飛行距離は 10.4 m、プレコリメータの孔径は、検出器から試料全体が見通せるように 37cm の大きさに設定した。飛行時間の実験に要した時間は 120 分、実験時の重陽子ビームは、パルス幅が 4 ns、繰り返しが 250 kHz であった。中性子源強度の測定は、厚さ 0.2mm の Nb 箔を使い直径約 4cm の底付き円筒状に成形して OKTAVIAN のトリチウムターゲットを取り囲むように配置し、 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応によって生成された $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の誘導放射能測定によって行った。

4-2 実験と解析の結果および考察

測定した Cu パイルからの漏洩中性子スペクトル、および JENDL-3.2, JENDL Fusion File、ENDF/B-VI による計算値を図 3-9 に示す。JENDL-3.2 と JENDL Fusion File は 0.1~16 MeV のエネルギー領域にわたって極めてよく実験値を再現している。ENDF/B-VI は 5~10 MeV において僅かながらスペクトルの形が異なっているが、それを除けば全体として実験値との一致はよい。

JENDL-3.2 と JENDL Fusion File は 2 次中性子分布の収納形式が異なる以外は同一の評価値であるため、核データの比較は JENDL-3.2 と ENDF/B-VI について行うこととした。図 3-10 に ^{63}Cu と ^{65}Cu の全非弾性散乱、非分離領域への非弾性散乱および $(n,2n)$ 反応の断面積を示す。 ^{65}Cu については JENDL-3.2 と ENDF/B-VI にはほとんど差がない。 ^{63}Cu についても全非弾性散乱および $(n,2n)$ 反応はほとんど同様な値を採用しているが、非分離領域への非弾性散乱では ENDF/B-VI のしきい値がやや高いことに加え、7 MeV 以下で低い値を取っている。ここで、全非弾性散乱断面積が同様で非分離領域への非弾性散乱が異なるということは、分離レベルへの非弾性散乱断面積に違いがあることを意味している。例えば第 1 励起準位への非弾性散乱断面積を JENDL-3.2 と ENDF/B-VI で比較すると、図 3-11 に示すように、ENDF/B-VI の評価値は高エネルギー領域で明らかに低くなっている。この問題は、図 3-8 の Mn の感度解析結果にも見られるように、Cu についても非弾性散乱の感度は 5MeV 以上の領域で高いため、図 3-9 に見られる 5~10MeV 領域の過大評価に影響しているものと思われる。

以上のように、Cu についても JENDL-3.2、JENDL Fusion File は極めてよく実験値を再現しているため、これらは評価済核データとしてほぼ妥当な結果が得られているものと思われる。ENDF/B-VI は 5~10 MeV 領域で過大評価の傾向にあるが、これ以外のエネルギー領域ではほぼ妥当な結果が得られている。

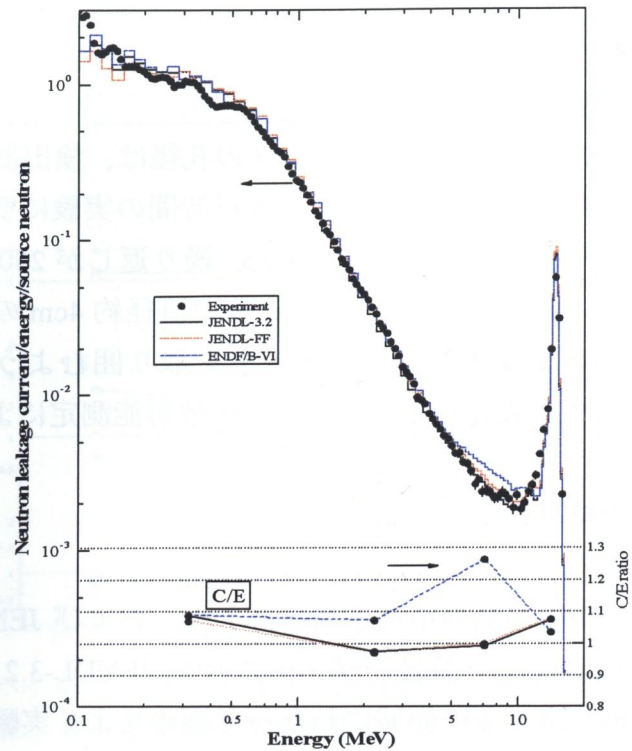


図 3-9 Cu パイルからの漏洩中性子スペクトル。測定値、および JENDL-3.2、JENDL Fusion File(JENDL-FF)、および ENDF/B-VI を使った計算値とともに、図の下部に、それぞれ 4 つのエネルギー範囲にわたって積分した値の C/E を示す。

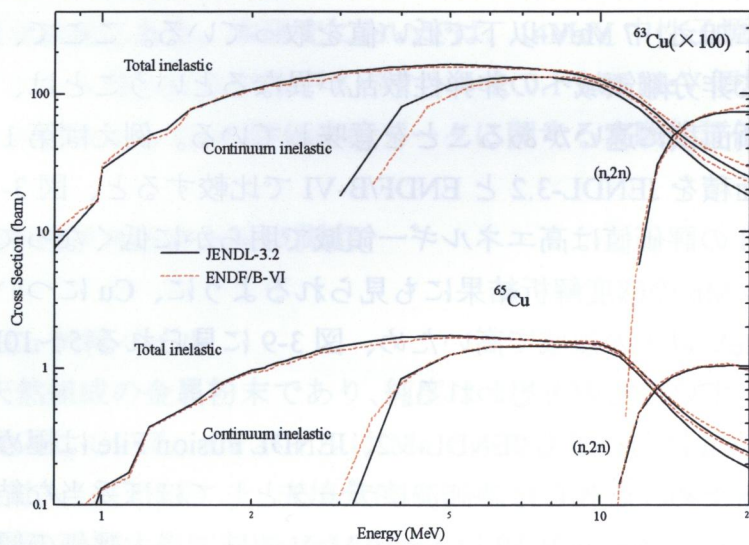


図 3-10 JENDL-3.2 と ENDF/B-VI における Cu の部分断面積。

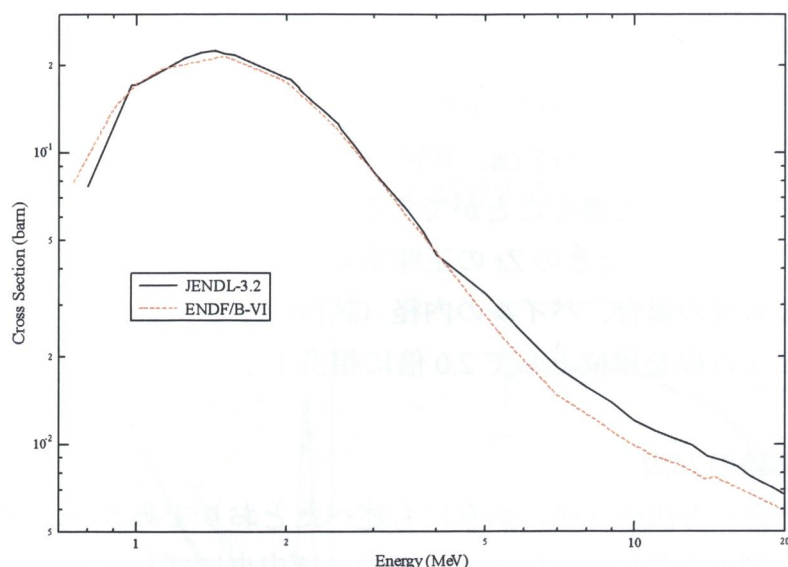


図 3-11 JENDL-3.2 と ENDF/B-VI における ^{63}Cu の第 1 励起準位への非弾性散乱断面積。

第 5 節 Zr パイルからの漏洩中性子ペクトルの測定と解析

Zr は化学的に安定で熱中性子断面積も小さいため、軽水発電炉の燃料集合体の被覆管などに広く使われているが、核融合炉においてもブランケット中でのトリチウム増殖材の Li_2ZrO_3 、第 1 壁の熱シンクの CuCrZr 合金などとしても重要な材料である。Zr に関する核データの現状は、特に高エネルギー領域において実験値が少なく、評価済核データ間にも差異が存在しているため、核融合炉の核的熱的設計を行う上で必ずしも十分とはいえない。

Saukov ら¹²⁾ は、核データの実験的検証を目的として、Zr 球（外径 20cm、重量 24kg）からの漏洩中性子スペクトルの測定を行っているが、彼らの実験体系は十分な大きさではなかったため、核データの総合的検証に必要とされる相互作用回数が必ずしも十分ではなかった。本研究においては、外径 61cm の Zr 試料パイルを用意し、大阪大学の 14MeV 中性子源 OKTAVIAN をパルス中性子源とした飛行時間法によって、パイル表面からの漏洩中性子スペクトルを測定すると共に、JENDL-3.2、ENDF/B-VI、および EFF-2.4 の評価済核データを用いた計算値との比較をとおして Zr 核データに対する実験的評価、検討を行った。³⁾

5-1 漏洩中性子スペクトルの測定

5-1-1 Zr 試料パイル

Zr 試料は粒状の金属で、球状の容器に封入して試料パイルを作った。試料の純度は 99.2 % 以上で、主要な不純物は Hf が 0.3 %、Fe、Cr、W、C がそれぞれ 0.1 % 以下である。試料容器は厚さ 0.5 cm、外径 61.0 cm のステンレス鋼製の球殻で、その中央部にビームダクトを導くことができるように内径 5 cm のビーム孔が設けられている。試料を充填したときの Zr の正味重量は 311.9 kg、充填密度は 2.84 kg/cm^3 であった。この密度の場合、パイルの内径（試料の厚さ 30cm）は 14 MeV 中性子に対する平均自由行程を単位として 2.0 倍に相当する。

5-1-2 実験の方法

実験および計算の方法の詳細は前章にも述べたとおりであるが、試料パイルと中性子検出器の間の距離は 10.85 m で、そのほぼ中央にプレコリメータを配置した。検出器からコリメータを通して試料パイルの丁度全体を見込めるように、コリメータの孔径は 37 cm とした。

OKTAVIAN で発生した中性子フルエンスを測定するために厚さ 0.2mm の Nb 箔によってトリチウムターゲットを囲み、 $^{93}\text{Nb}(n,2n)$ 反応で生じた $^{92\text{m}}\text{Nb}$ からの誘導放射能を測定して、実験中における DT 反応中性子発生量をモニタした。

5-2 実験と解析の結果および考察

5-2-1 測定と計算結果

測定した Zr 試料からのスペクトルとその計算結果を図 3-12 に掲げる。計算コードは MCNP4A を使い、核データとして JENDL-3.2、ENDF/B-VI および EFF-2.4 を用いた。また、表 3-1 には、0.1~1MeV、1~5MeV、5~10MeV、10~16 MeV の 4 つのエネルギー範囲において求められたスペクトルの値の積分値について実験値と計算値の比(C/E)を示す。図 3-12 の下部には、C/E の結果も示されている。全体としていずれの評価済核データも絶対値をよく再現している。しかし詳細に比較してみると、ENDF/B-VI、EFF-2.4 は両者とも 1~8 MeV の間のエネルギー領域においてかなり過大評価している。さらに ENDF/B-VI は、0.7MeV 以下および 8~12MeV の領域においてもかなりの過小評価となっている。一方、JENDL-3.2 は、0.7MeV 以下で過大評価、8~12MeV で若干の過小評価となっていることを除けば、きわめてよく実験値を再現している。しかし、ここで JENDL-3.2 の結果について、さらに詳細に不一致の原因について考察を加えてみるため、以下のような究明を行い、これを改良する方法について検討を行った。

5-2-2 評価済核データの検討

核データの検討考察には、前章で述べた感度解析法が有用である。その解析結果を図 3-13 に示す。これを見ると、本実験体系については $(n,2n)$ 反応の寄与が支配的であり、その他にも以下のようなことが分かる。

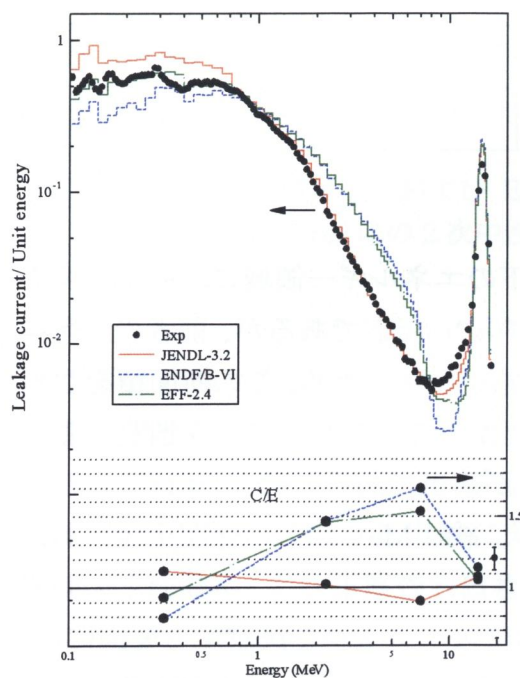


図 3-12 Zr パイルからの漏洩中性子スペクトル。測定値、および JENDL-3.2、ENDF/B-VI および EFF-2.4 を使った計算値とともに、図の下部にそれぞれ 4 つのエネルギー範囲にわたって積分した値の C/E を示す。

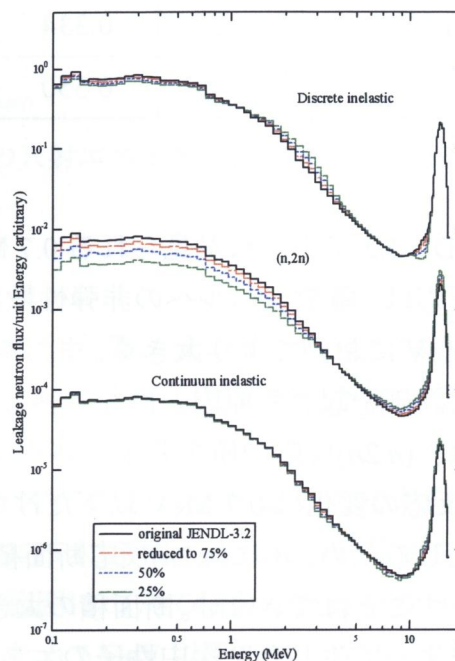


図 3-13 Zr の部分断面積を変化させた場合の計算スペクトルに現れる変化。

- ① 離散レベルへの非弾性散乱断面積が小さくなると、1～5 MeV のエネルギー領域ではスペクトルが元の計算よりもやや増加し、1 MeV 以下では減少するようになる。10～12 MeV においても減少する傾向がある。
- ② 非分離非弾性散乱断面積が小さくなると 3～10 MeV 領域においてスペクトルはやや減少する。10 MeV～13 MeV 以上では逆にスペクトルがやや高くなる。
- ③ $(n,2n)$ 反応の断面積を減少させていくと 3.5 MeV 以下のスペクトルが大きく減少する。これは 14 MeV 中性子が $(n,2n)$ 反応を生起すれば、ほとんどの 2 次中性子がこのエネルギー範囲に減速され、スペクトルが相対的に高くなることを意味している。

表 3-1 Zr パイルからの漏洩中性子スペクトル。実験値および MCNP4A と JENDL-3.2, ENDF/B-VI および EFF-2.4 の 3 種類の核データによる計算値とそれぞれの C/E。

エネルギー範囲 (MeV)	実験値	JENDL-3.2		ENDF/B-VI		EFF-2.4	
		計算値	C/E	計算値	C/E	計算値	C/E
10 – 16	0.332	0.359	1.08	0.380	1.14	0.353	1.06
5 – 10	0.0353	0.0322	0.91	0.0599	1.70	0.0545	1.54
1 – 5	0.326	0.334	1.024	0.478	1.47	0.475	1.46
0.1 – 1	0.468	0.550	1.12	0.371	0.79	0.441	0.94

JENDL-3.2 で不一致が見られる 0.7 MeV 以下のエネルギー領域において感度を
もつ反応は、離散レベルへの非弾性散乱および $(n,2n)$ 反応であるが、前者の影響は
1～5 MeV においてより大きく、また断面積の感度が低いため、この断面積を 20%
の過大評価を起こす原因とはなり得ない。したがって、JENDL-3.2 を改良するた
めには、 $(n,2n)$ 反応の値を若干小さくすることが適当であると考えられる。一方、
 $(n,2n)$ 反応の変化は 0.7 MeV 以下だけではなく、約 3 MeV 以下の範囲全体にわた
って生じるため、単に $(n,2n)$ 反応断面積の大きさだけの補正では、実験値との差異
をなくすことはできない。断面積の大きさと共にスペクトルを決定する要因には、
反応によって生じた 2 次中性子のエネルギー分布 (secondary energy distribution ;
以下 SED と称する) がある。これに関して図 3-12 を見ると、JENDL-3.2 が過大
評価している 0.7 MeV 以下で EFF-2.4 はきわめてよく実験値を再現していること
から、EFF-2.4 の SED は妥当な値を取っているものと考えられる。JENDL-3.2 と
EFF-2.4 の入射エネルギー 15 MeV に対する $(n,2n)$ 反応の SED を図 3-14 に示す。
JENDL-3.2 は EFF-2.4 に比べて SED が高くなっている。そこで、JENDL-3.2 の $(n,2n)$
反応で生成する 2 次中性子の SED を EFF-2.4 と同様な分布に改めてみる。ここで、
注意すべきは、SED が全エネルギーにわたって積分すると 1 になるように規格化
された相対分布であることで、単に SED を高エネルギー側が高くなるように移動
しただけでは高エネルギー側のスペクトルが相対的に大きくなってしまうことにな
る。 $(n,2n)$ 反応の大きさが小さくなれば SED を変えて高エネルギー側でスペク
トルの高くなることが相殺され、低エネルギー側のスペクトルだけを低くするこ
とが可能であり、上記の感度解析において議論した $(n,2n)$ 反応を低くする方向と符
合する。これらを勘案し、図 3-14 の関係を参考にして JENDL-3.2 の $(n,2n)$ 反応の
値を 10% 低く、かつ $(n,2n)$ 反応による SED を低エネルギー側で約 20% 低くしたラ

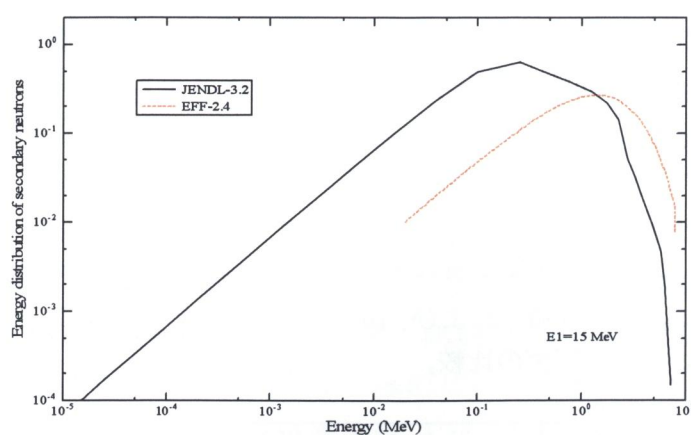


図 3-14 JENDL-3.2 および EFF-2.4 の入射エネルギー15 MeV に対する $Zr(n,2n)$ 反応の2次中性子分布。

イブラリを作成した。 $(n,2n)$ 反応断面積を低くした際、元の値との差を弾性散乱断面積に加えることにより全断面積の値を保存している。この修正ライブラリを modified JENDL-3.2 と呼ぶことにする。

このライブラリを使って実験に対応するスペクトルを計算した結果を元の JENDL-3.2、EFF-2.4 の計算値とあわせて図 3-15 に示す。これらの計算値を、表 3-1 に示したものと同様な4つのエネルギー範囲について積分した値を表 3-2 に掲げる。元の JENDL-3.2 では過大評価であった 0.7 MeV 以下のスペクトルが実験値に近くなり、1 MeV 以下の積分値で 17 %から 11%の過大評価に減少した。これ

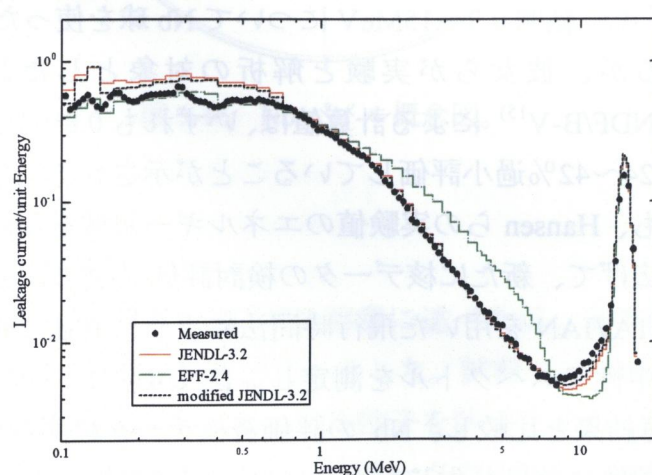


図 3-15 Zr パイルからの漏洩中性子スペクトル。modified JENDL-3.2、JENDL-3.2 および EFF-2.4 を用いた計算値と実験値の比較。

以外の他の領域についてはほぼ 10%程度の差にとどまっている。したがって、以上に述べたように、JENDL-3.2 の Zr データについては、 $(n,2n)$ 反応の値を小さくして、かつその SED の分布を高エネルギー側に移動することによって、実験値との不一致が改善されることが分かった。

表 3-2 Zr パイルからのエネルギースペクトルを 4 つの領域について積分した実験値と、JENDL-3.2 による計算値、および、 $(n,2n)$ 反応の値とその SED を修正した modified JENDL-3.2 による計算値の比較。

エネルギー範囲 (MeV)	実験値	JENDL-3.2		修正後の mod. JENDL-3.2	
		計算値	C/E	計算値	C/E
10 – 16	0.332	0.359	1.08	0.379	1.14
5 – 10	0.0353	0.0322	0.91	0.0314	0.89
1 – 5	0.326	0.334	1.02	0.318	0.98
0.1 – 1	0.468	0.550	1.17	0.524	1.11

第 6 節 Nb パイルからの漏洩中性子スペクトルの測定と解析

Nb は核融合炉における超伝導電磁石、Nb₃Sn や Nb₃Al などの合金材料として重要であるが、核融合炉の核的熱的設計用核データとしては必ずしも十分信頼のおける状態ではない。Nb の中性子核反応データ（核データ）に関しては、Hansen ら¹³⁾ によりエネルギー範囲 0.8~15MeV について Nb 球を使った核データベンチマーク実験があるが、彼女らが実験と解析の対象とした評価済核データ ENDF/B-IV¹⁴⁾ と ENDF/B-V¹⁵⁾ による計算値は、いずれも 0.8~10MeV の広範囲にわたって実験値を 24~42%過小評価していることが示された。こうした問題を明らかにするためにも、Hansen らの実験値のエネルギー領域を 0.8MeV からさらに低エネルギーまで広げて、新たに核データの検討評価が望まれる。

本研究では、OKTAVIAN を用いた飛行時間法により、直径 28cm の Nb パイル表面から漏洩する中性子スペクトルを測定し、JENDL-3.2、ENDF/B-VI、および EFF-2.4 による計算結果と比較し、Nb の評価済核データに実験的検討を加えた。また、計算値と実験値に差異が生じた場合には、感度解析法を導入してその原因を究明すると共に、評価済核データの問題点を明らかにする。⁴⁾

6-1 漏洩中性子スペクトルの測定

6-1-1 Nb 試料パイル

本実験に使用した試料パイルは、粒状の Nb を直径 28 cm のステンレス鋼製の球状容器に封入して作成した。使用した Nb は純度が 99.8 % 以上で、主要な不純物は Ta が 0.1 %、その他 H、O、W、Zr がいずれも 0.01% 以下である。この試料を使った球状パイルの概念図を図 3-16 に示す。試料容器には、OKTAVIAN のビームダクトを導くことができるように内径 5 cm のビーム孔が作られている。充填した Nb 試料の正味重量は 48.7 kg、充填密度は 4.39 g/cm^3 であった。この試料の厚さ(平均 11.2 cm)は 14 MeV 中性子に対する Nb の平均自由行程の 1.1 倍に相当している。

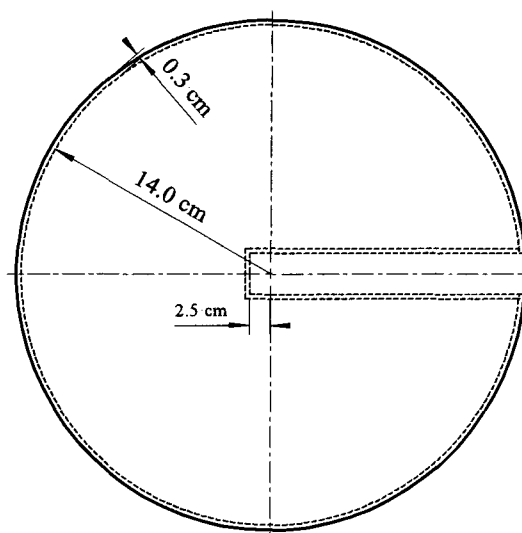


図 3-16 Nb パイル概念図。

6-1-2 実験の方法

実験および計算の方法全般については前章に述べたが、本実験では試料パイルと中性子検出器の間の飛行距離を 10.4 m とした。試料パイルの実験台や、床、壁などからの反射によるバックグラウンド中性子を防ぐために、試料と検出器のほぼ中央にプレコリメータを設置した。コリメータの孔径は、検出器から試料を見通せるように 37 cm とした。

測定時間は 91 分で、この間の重陽子ビームは、パルス幅が 4 ns、繰り返しを 250 kHz とした。中性子フルエンスは、厚さ 0.2mm の Nb 箔でできた底付き円筒

状の Nb でトリチウムターゲットを囲み、 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応で生成される $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の誘導放射能測定によって求めた。

6-2 実験と解析の結果および考察

6-2-1 測定と計算結果

Nb パイル表面からの漏洩中性子スペクトルの実験値と計算値を図 3-17 に示す。また、表 3-3 には、実験値、計算値ともに、0.1~1 MeV、1~5 MeV、5~10 MeV、10~16 MeV の 4 つのエネルギー領域においてスペクトルを積分した値およびそれぞれの計算値／実験値の比(C/E)を求め、C/E 値については図 3-17 の下部に図示している。計算用核データには JENDL-3.2 と ENDF/B-VI を使い、中性子輸送モンテカルロコード MCNP4A を用いて、Nb パイル表面からの漏洩中性子スペクトルを計算した。中性子の history 数はいずれも 10^7 とした結果、各エネルギー区分の統計誤差はほとんど 0.01 %程度以下に抑えることができた。表 3-3 に示す modified JENDL-3.2 データは、前章で述べた感度解析法を用いて JENDL-3.2 の Nb データに修正を加えた結果で、その計算結果については後述する。

表 3-3 Nb パイルからの漏洩中性子スペクトルの実験値と MCNP4A を用いた JENDL-3.2、ENDF/B-VI による計算値、および $(n,2n)$ 反応断面積とその 2 次中性子エネルギー分布を変化させた modified JENDL-3.2 による計算値、並びにそれぞれの C/E 値。

エネルギー 範囲 (MeV)	実験値	JENDL-3.2		ENDF/B-VI		mod. JENDL-3.2	
		計算値	C/E	計算値	C/E	計算値	C/E
10 - 16	0.5096	0.5298	1.04	0.5310	1.040	0.5283	1.037
5 - 10	0.0355	0.0330	0.930	0.0419	1.182	0.0338	0.952
1 - 5	0.2193	0.2269	1.035	0.3160	1.441	0.2281	1.040
0.1 - 1	0.3350	0.4490	1.340	0.3726	1.112	0.3749	1.119

これらの図、表を見ると、JENDL-3.2、ENDF/B-VI いずれのデータを用いた計算値も、絶対値においては実験値と概ね一致している。しかし、ENDF/B-VI は 0.5 MeV から 10 MeV 領域において 15~45 %程度の過大評価をしている。一方、JENDL-3.2 は 0.8 MeV 以下を除き、実験値をきわめてよく再現しているが、0.8 MeV 以下の低エネルギー領域については 30 %以上実験値を過大評価している。

JENDL-3.2 による計算値は、低エネルギー領域での過大評価があるものの、0.8MeV 以下の領域を除けば、全般的に ENDF/B-VI よりも実験値をよく再現しているといえることができる。

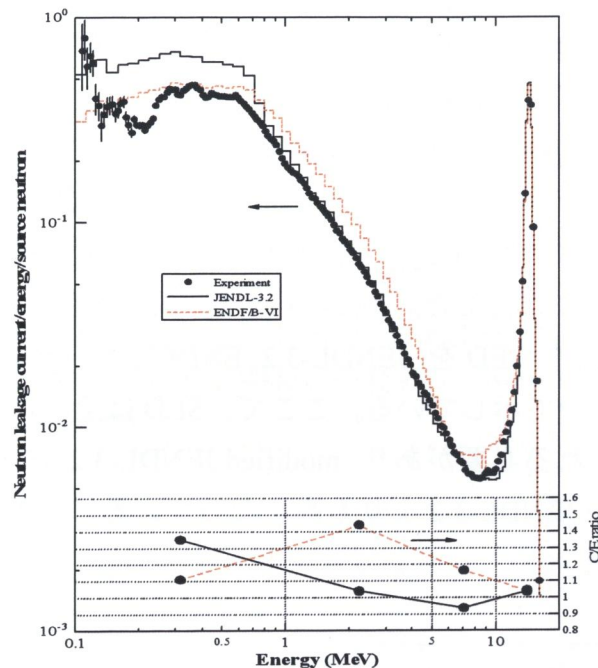


図 3-17 Nb パイルからの漏洩中性子スペクトル。
測定値、および JENDL-3.2 と ENDF/B-VI を使
った計算値とともに、図の下部にそれぞれ4つ
のエネルギー範囲にわたって積分した値の C/E
を示す。

6-2-2 評価済核データの検討

前項の結果より、JENDL-3.2 は 0.8 MeV 以上のエネルギー領域に限れば実験値をよく再現することが分かった。しかし、実際の核融合炉を考えると 0.8MeV 以下のエネルギー領域における不一致も改善することを考えるべきであろう。JENDL-3.2 データを使って前章第3節に述べた感度解析法を Nb の場合に適用した。その結果を図 3-18 に示す。これから、本実験の体系に関しては $(n,2n)$ 反応断面積が約 5 MeV 以下にわたって大きな感度を持ち、非弾性散乱断面積の感度はきわめて小さいことが分かる。したがって、本研究では $(n,2n)$ 反応断面積に注目することとした。しかし、JENDL-3.2 と ENDF/B-VI の $(n,2n)$ 反応断面積は、図 3-19 で示されたように、いずれもほぼ同じ値を採用している。このことから、JENDL-3.2

と ENDF/B-VI の計算に見られる大きな差は $(n,2n)$ 反応断面積の値だけによるものとは考えにくい。 $(n,2n)$ 反応によって生じる 2 次中性子の角度分布 (SAD)、およびエネルギー分布 (SED) もエネルギースペクトルを変化させる原因となりうる。これらのうち SAD は、本実験体系がほぼ球対称であるため有意な影響を持たないと考えられる。残る SED については、JENDL-3.2 と ENDF/B-VI の SED を図 3-20 に示すが、これらのデータ間に相当な違いが見られる。JENDL-3.2 は ENDF/B-VI に比べて低エネルギー側にシフトした形で、低いエネルギーの分布をかなり高くしていることが分かる。この図を見れば、JENDL-3.2 による Nb パイルスペクトルの計算値と実験値に違いが存在し、0.8MeV 以下で、JENDL-3.2 の SED が ENDF/B-VI の SED に比べて大きくなっている原因が理解できる。そこで、0.8 MeV 以下について、JENDL-3.2 の SED を ENDF/B-VI の値に置き換えることを試み、これを modified JENDL-3.2 とした。図 3-20 には、入射中性子エネルギー 14 MeV に対する $^{93}\text{Nb}(n,2n)$ 反応の SED を、JENDL-3.2、ENDF/B-VI の場合と共に、modified JENDL-3.2 の場合について示している。ここで、SED は全エネルギーにわたって積分して 1 に規格化される必要があり、modified JENDL-3.2 の SED が高エネルギー一部においても、元の JENDL-3.2 よりも高くなっている。このまま漏洩スベ

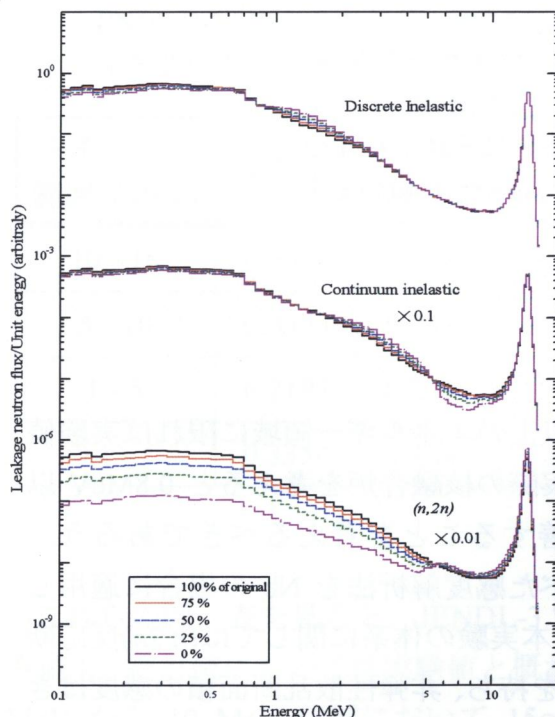


図 3-18 Nb の部分断面積を変化させた場合の計算スペクトルに現れる変化。

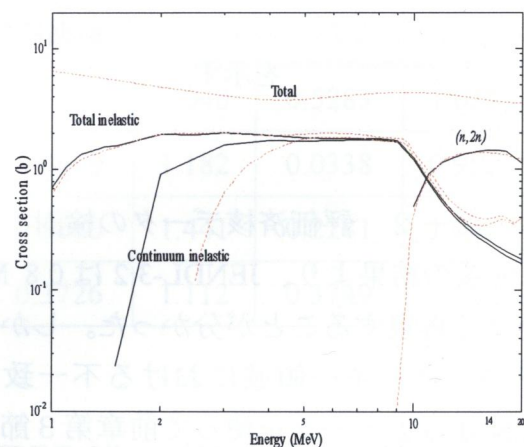


図 3-19 JENDL-3.2 と ENDF/B-VI における ^{93}Nb の全断面積、非弾性散乱断面積および $(n,2n)$ 反応断面積。

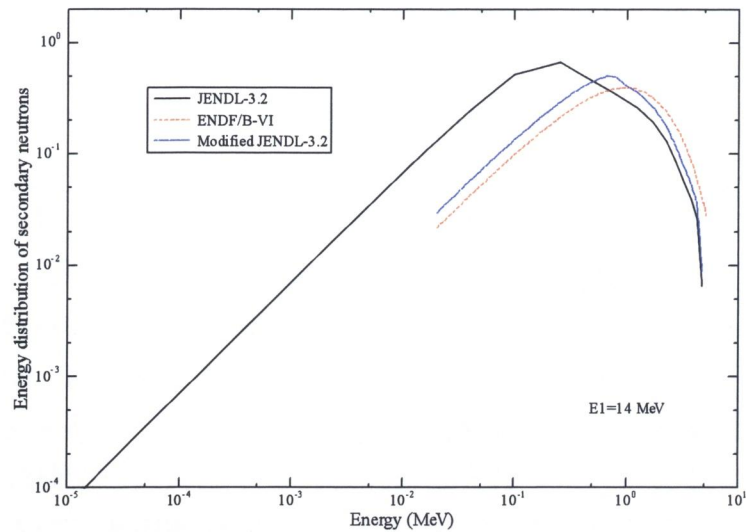


図 3-20 JENDL-3.2、ENDF/B-VI、および modified JENDL-3.2 の入射エネルギー14MeV に対する $^{93}\text{Nb}(n,2n)$ 反応の 2 次中性子分布。

クトルの計算を行えば、SED が高くなった割合だけ、元の JENDL-3.2 でよく実験を再現していた部分まで過大評価することになってしまう。そこで $(n,2n)$ 反応断面積として適切なものを選択できれば、過大評価を招く問題を回避することができる可能性がある。

$(n,2n)$ 反応断面積値については、Frehaut ら¹⁶⁾、Vesser ら¹⁷⁾、Mather ら¹⁸⁾、Hermsdorf ら¹⁹⁾ の 4 種類の測定値のほか、JENDL-3.2 の評価値を図 3-21 に示す。これを見ると JENDL-3.2 の評価値はいずれの測定値よりも高いことが分かる。今回、modified JENDL-3.2 では元の JENDL-3.2 の $(n,2n)$ 反応断面積を一律に 20 % 低くした。その結果は、図 3-21 に示されるように、11.5 MeV 以下では Frehaut 等の測定値、これ以上では Hermsdorf 等の測定値とほぼ一致しており、modified JENDL-3.2 の $(n,2n)$ 反応断面積はほぼ妥当なものと考えられる。

このように改善した modified JENDL-3.2 を使って Nb パイルからの漏洩中性子スペクトルを計算した。その結果を測定値と共に、JENDL-3.2 と ENDF/B-VI による計算結果と併せて図 3-22 に示す。表 3-3 には、これらの 4 つのエネルギー領域における積分値とそれらの C/E を示す。これらを見ると JENDL-3.2 で不一致のあった 0.8 MeV 以下の計算値が格段に改善され、かつそれ以外の領域では JENDL-3.2 の計算値とほとんど変わらない結果が得られている。これから、JENDL-3.2 の不一致を改善するためには、測定値と近くなるよう評価済核データの $(n,2n)$ 反応断面積を修正し、かつ SED を高エネルギー側に移動するという方法が適切であるとの

知見を得ることができた。

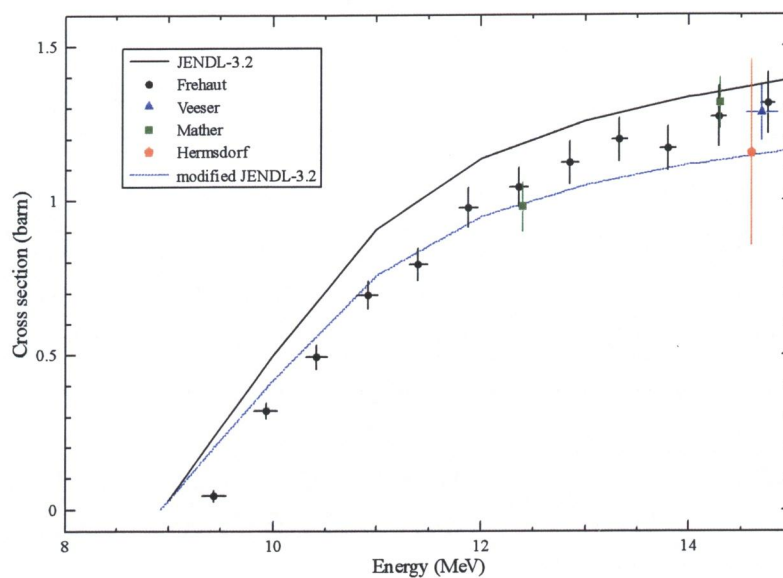


図 3-21 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$ 反応断面積の実験値、および JENDL-3.2 と modified JENDL-3.2 のデータ。

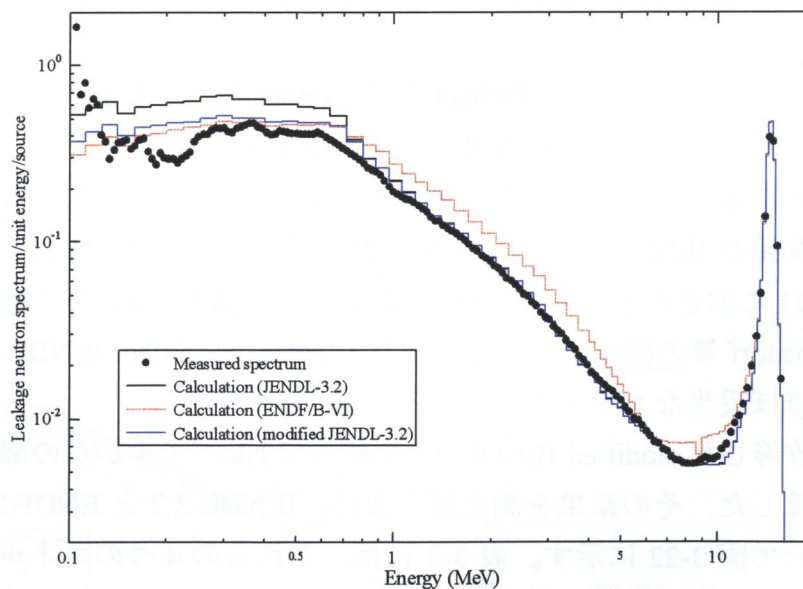


図 3-22 Nb パイルからの漏洩中性子スペクトル。modified JENDL-3.2、JENDL-3.2 および ENDF/B-VI を用いた計算値と実験値との比較。

第7節 結言

- 1) 核融合炉の様々な場所において使用される Cr、Mn、Cu、Zr および Nb に関する評価済核データを検証するためのベンチマーク実験として、これらの球状試料パイルを作成し、その中心で発生させた 14 MeV 中性子と試料との相互作用の結果、球状パイル表面から漏洩する中性子エネルギースペクトルを 0.1~16 MeV にわたって飛行時間法により測定した。
- 2) 解析計算には、JENDL-3.2、JENDL Fusion File、ENDF/B-VI および EFF-2.4 の評価済核データを用い、MCNP4A による計算結果と測定結果を比較することにより、これらの核データに関する実験的検証を行った。計算値と実験値間に差異が生じたときに、どの断面積データに問題があるかを知る手がかりを得るため、評価済核データライブラリに数値的に手を加え、部分断面積の変化に対する感度を算出する手法を導入した。
- 3) いずれの評価済核データも実験で得られたスペクトルの絶対値から外れることなく全体としては測定値をよく再現できることが分かった。中でも JENDL-3.2 と JENDL Fusion File は、Cr、Mn および Cu については何れも 10 %程度の誤差内で実験値と一致した。Zr および Nb についても低エネルギー部を除き 10 %程度の誤差内で実験値と一致した。しかし、ENDF/B-VI および EFF-2.4 の計算値は、Zr、Nb 何れの場合も広い範囲でスペクトル形状が実験値との異なりを示した。
- 5) Cr の場合は、ENDF/B-VI の計算値に実験値には見られない 9.7 MeV 付近のピークが観測された。この原因究明のため感度解析の手法を用いて検討を加えた結果、断面積値と言うよりむしろ 2 次中性子のエネルギー分布に問題があることが分かった。しかし、計算／実験値間の差異は量的には僅かであり、全体としては ENDF/B-VI の計算値は測定値をよく再現している。一方、EFF-2.4 は 1~5 MeV の広い範囲で 24 %の過大評価をしている。感度解析結果などから見ても、このエネルギー領域における Cr の断面積には特段問題が見られないことから、Zr や Nb パイルの場合にも見られたように、この原因も 2 次中性子のエネルギー分布の問題によるものと考えられる。
- 6) Mn については、JENDL-3.2、JENDL Fusion File および ENDF/B-VI の評価済核データによる計算も 10 %以内で測定値を再現しているため、Mn の核データはほぼ妥当なものと思われる。いずれの評価済核データにおいてもわずかな不一致が 10 MeV 近傍に見られるが、これも Cr の場合と同様、2 次中性子のエネルギー分布問題に起因していると思われる。
- 7) Cu においても、JENDL-3.2、JENDL Fusion File および ENDF/B-VI の評価済核

データは、全体として測定値をよく再現している。ENDF/B-VI は 5～10 MeV においてのみ 20 %を越える過大評価となるが、 ^{63}Cu の断面積を JENDL-3.2 と ENDF/B-VI 間で比較すると、この範囲に感度を持つ非弾性散乱に違いがあることから、問題はこれに起因している可能性が高いと考えられる。

8) Zr について、JENDL-3.2 は 0.7MeV 以下で過大評価、10MeV 近傍で僅かの過小評価となっていることを除けば、全般に実験値をよく再現していることが示された。一方 ENDF/B-VI と EFF-2.4 の計算値は、実験値との一致がよくないことが分かった。JENDL-3.2 による Zr の計算スペクトルが低エネルギーで過大評価していることは $(n,2n)$ 反応によるものと思われるが、断面積の値だけが原因とすると他のエネルギー領域にもその影響が生じるはずであり、断面積の値に加えて 2 次中性子のエネルギー分布 (SED) にも着目した。これらの問題を確かめるために、JENDL-3.2 の $(n,2n)$ 反応断面積の値を一律 10 %減少させ、かつ低エネルギーでの SED を減少させたライブラリ modified JENDL-3.2 を作成して計算を行った。その結果、0.7MeV 以下で過大評価であった問題を測定値と一致する方向に改善することができ、JENDL-3.2 の Zr の核データを改善するための有用な知見を得ることができた。

9) Nb の場合は、ENDF/B-VI の計算値が 0.5～10 MeV 領域において実験値をかなり過大評価している。JENDL-3.2 は 0.8 MeV 以上において満足すべき一致を見ることができたが、これ以下では 30 %以上の過大評価を示した。JENDL-3.2 データに見られる問題点を改善するために感度解析を行ったところ、 $(n,2n)$ 反応断面積はスペクトル形成において大きな感度を持っていることが分かった。断面積の値のみならず、2 次中性子のエネルギー分布にも着目して、JENDL-3.2 のライブラリについて、 $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$ 反応の SED の低エネルギー側を ENDF/B-VI の SED にならって修正し、あわせて $(n,2n)$ 反応断面積の大きさを 20 %低くした modified JENDL-3.2 を作成した。これを使って Nb パイルからの漏洩中性子エネルギースペクトルを計算したところ、全エネルギー領域で実験値をよく再現する結果が得られた。これらの知見は、スペクトル計算に反映させることによって、信頼度の高い結果を得るために有効であることが示された。

参考文献

1. K. Sumita, A. Takahashi, J. Yamamoto *et al.*: “Status of OKTAVIAN and Proposal of OKTAVIAN II.” *Nucl. Sci. Eng.*, **106**, 249 (1990).
2. C. Ichihara, S. A. Hayashi, Kimura, *et al.*, “Measurement and Analysis of Leakage

- Neutron Spectra from Spherical Assemblies of Chromium, Manganese and Copper with 14 MeV Neutrons”, *J. Nucl. Sci. Tech*, **37**[4], 358 (2000).
3. C. Ichihara, I. Kimura, S. A. Hayashi, *et al.*, “Measurement of Leakage Neutron Spectra from a Spherical Pile of Zirconium Irradiated with 14 MeV Neutrons and Validation of Its Nuclear Data”, *J. Nucl. Sci. Tech*, **40**[6], 417 (2003).
 4. C. Ichihara, S. A. Hayashi, Kimura, *et al.*, “Measurement of Leakage Neutron Spectra from a Spherical Pile of Niobium Bombarded with 14 MeV Neutrons and Validation of Its Nuclear Data”, *J. Nucl. Sci. Tech*, **38**[11], 959 (2001).
 5. F. Briesmeister (ed.): “A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A.”, *LA-73966-M, Rev.2* (1986).
 6. T. Nakagawa, K. Shibata, S. Chiba, *et al.*: “Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3, Revision-2: JENDL-3.2.”, *J. Nucl. Sci. Technol*, **32**, 1259 (1995).
 7. S. Chiba, *et al.*: “Evaluation of JENDL Fusion File”, *JAERI-M 92-027* (1992).
 8. R. F. Rose (ed.): “ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation”, *BNL-NCS-17541, 4th ed.* (1991).
 9. H. D. Lemmel: “EFF-2.4, The European Fusion File 1994, including revisions up to May 1995, Summary Documentation”, *IAEA-NDS-170* (1995).
 10. E. T. Chen: “Review of the Nuclear Data Status and Requirements for Fusion Reactors”, *Proc. Nuclear Data for Science and Technology (1988 Mito)*, 187.
 11. K. Kosako: “Present Status of Cross Section Libraries”, *JAERI-Conf 96-005* (1996).
 12. A. I. Saukov, B. I. Sukhanov, A. M. Ryabinin, *et al.*: “Secondary Neutron Emission Spectra from Spherical and Hemispherical Samples of Materials Obtained at 14 MeV Neutron Energy”, *INDC (CCP-373)*, IAEA (1994).
 13. L. Hansen, C. Wong, T. T. Komoto, *et al.*: “Measurements and Calculations of the Neutron Spectra from Materials Used in Fusion Reactors”, *Nucl. Technol.*, **51**, 70 (1980).
 14. D. Garber (ed.), “ENDF/B Summary Documentation”: *BNL-NCS-17541*, 2nd Edition (1975).
 15. D. Kinsey (ed.): “ENDF/B Summary Documentation” *BNL-NCS-17541*, 3rd Edition (1979).
 16. J. Frehaut, *et al.*: *Proc. Symposium on Neutron Cross Section from 10-50 MeV, Upton L.I. USA* (1980).
 17. L. R. Veaser *et al.*: *Phys. Rev. C*, **16**, 1792 (1977).
 18. D. S. Mather *et al.*: *AWRE-O-72*, (1972).
 19. D. Hermsdorf *et al.*: *J. Nucl. Energy*, **27**, 747 (1973).

第4章 トリウムハイブリッドブランケットに関する 核データの基礎的研究

第1節 緒言

トリウム (Th: 天然同位体は ^{232}Th が 100%) は、地球表層での元素存在率 (クラーク数) が 7.2 ppm と全元素中で 38 番目にあたり、存在率が 1.8 ppm、53 番目のウラン (U) 資源に比べると埋蔵量ははるかに多い。¹⁾ また、世界の産地分布が異なっていることから U-Pu 系核燃料サイクルの補完に適している。 ^{232}Th 自体は熱領域で核分裂性物質ではないが、これに中性子を吸収させると、図 4-1 に示されるように、核変換を経て核分裂性物質の ^{233}U が生成される。 ^{233}U は熱中性子吸収当たりに放出する中性子数が ^{235}U より高いこと、 ^{232}Th - ^{233}U 系核燃料は熱領域から中速中性子領域にかけて増殖性に優れていること、超ウラン元素や長寿命核廃棄物の生成量がきわめて少ないことなどの利点がある。さらに、 ^{232}Th - ^{233}U サイクルの中で生成する ^{232}U が α 崩壊を繰り返して、強い放射線源である ^{208}Tl を生じることから核不拡散上も有利である。このように数多くの長所をもつ Th の使用は、21 世紀の核エネルギー源の選択枝の一つであると考えられる。次世代の核エネルギーの本命と考えられている核融合炉では、燃料であるトリチウム (T) は、Li と中性子による $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{T}$ 、あるいは $^7\text{Li}(n, n'\alpha)^3\text{T}$ 反応によって核融合炉自身で増殖を行うことが期待される。このときのトリチウム増殖比は核融合炉の燃料サイクルで必要な 1 を大きく超えることができる。言い換えれば、トリチウム増殖比を 1~1.1 程度にして核融合炉燃料を自ら賄えるようにしても、さらに余剰の中性子が多量に利用できることになる。したがって、Th 利用の観点から、核融合炉を ^{233}U 生成のための中性子源として利用するという発想が生まれてくる。これが、 ^{232}Th - ^{233}U サイクルで核燃料生産を行う核融合-核分裂ハイブリッド炉 (略して「ハイブリッド炉」) の基本的な概念である。

Th を装荷して ^{233}U の生成を目的としたハイブリッド炉の最も詳細な概念設計の 1 つに、米国ローレンスリバモア国立研究所のタンデム・ミラー機を使ったトリウム装荷ハイブリッド炉 TMHR²⁾ 計画がある。これは、ブランケットに Th とベリリウム (Be) を含んだ溶融塩を使って He ガス冷却を行い、高速核分裂を加えたものであるが、タンデム・ミラー機の特性を生かして単純な構成となっている。Greenspan はハイブリッド炉の特性の指標として、①核融合中性子 1 個あたり生成する核分裂性原子核の個数 F 、②核分裂中性子によってブランケット (第一壁および遮蔽材を含む) に与えられるエネルギーと核融合中性子エネルギーとの比 M 、および③ F/M 比の三つを挙げ、ハイブリッド炉の種類ごとにこれらの値の上限、

下限を考察し³⁾、ハイブリッド炉の設計概念、および当時提案されていた主なハイブリッド炉の設計検討のみならず、核融合炉燃料であるトリチウムの生成も併せて考慮したレビューを行っている。

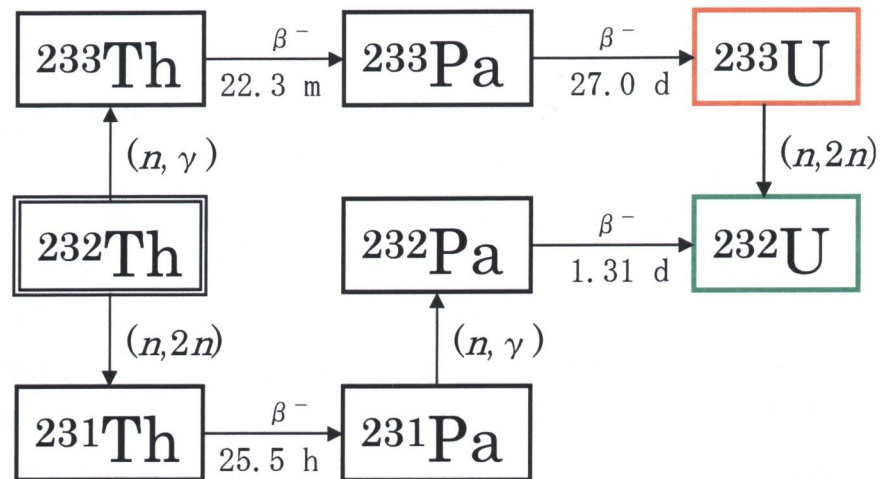


図 4-1 Th-U サイクルにおける主な反応の連鎖。

これらの設計計算には、1970 年代から 80 年代にかけて主流であった計算手法や核データが使われていたが、計算の信頼度を向上させるためには、計算上の不確実性が原理的に入り込まないモンテカルロコードを使った設計計算を行う必要がある。また、これに使用する核データも工学的ベンチマークによって検証を行いその信頼性を確かめることが重要である。

ハイブリッド炉に関する基礎的なベンチマーク実験は既にいくつか行われているが、英国 AWRE の Shieff⁴⁾らが 1977 年に行った実験が第一に挙げられる。これは直径 96.5 cm、高さ 106.7 cm の円筒状金属トリウム体系の中心で 14 MeV 中性子を発生させ、 $^{65}\text{Cu}(n, 2n)^{64}\text{Cu}$ 、 $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 、 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ の 3 種類の反応、および ^{232}Th 、 ^{234}U 、 ^{235}U 、 ^{238}U 、 ^{239}Pu の核分裂率を円筒軸に沿った方向、および軸に垂直な平面上で測定し、さらに系内での中性子スペクトル、系外への漏洩中性子量もあわせて測定している。Kushneriuk ら⁵⁾はこの実験の解析を行って、当時の標準的な核データである ENDF/B-IV を使った計算がよく実験を再現するとした。彼らの解析計算は、1 次元の輸送計算コードである ANISN⁶⁾と 3 次元モンテカルロコード MORSE⁷⁾を使っている。前者は Shieff の実験体系である円筒と同じ直径の球、および円筒と体積を等しくした球で形状をモデル化しているため、解析計算とし

ての精度には問題がある。また当時のコンピュータの性能上の制約から、ルジャンドル展開項や空間メッシュが小さかったために、高エネルギー側での非等方性の扱いが十分ではなかった。MORSE による計算は、形状については基本的に正確な取扱いが可能であるが、核反応ライブラリがわずか 20 群であり、 $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率の計算では決定的に重要な共鳴断面積の自己遮蔽問題に関する取扱いが不十分であった。

1984 年にスイスローザンヌ工科大学とインドとの協力が開始され、LOTUS⁸⁾と称するハイブリッド炉実験装置が完成して実験が開始された。これは、スイス Haefely 社の密封型中性子発生装置 (HNG)⁹⁾ を使った設備である。HNG はイオン源、加速部、ターゲットなどが一体となって作られ、その大きさに比べて中性子の発生量が $5 \times 10^{12} \text{ n/s}$ と高い特長がある。しかし、その構造上、飛行時間分析法によるスペクトル測定ができないため、LOTUS では実験体系の一方向から中性子を入射するスラブ体系として放射化箔による実験を行っている。1980 年以前に行われたハイブリッド炉研究では Th と Be を組み合わせた実験は実施されていなかったが、Kumar らは中性子増倍材である Be に着目して Be と Pb スラブ中で $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ および $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ 反応率分布の測定¹⁰⁾を行った。彼らは厚さ 18 cm の Be、15 cm の Pb スラブの中に In と Zr 放射化箔を軸方向に配置して $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ および $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ の反応率比の空間分布を測定し、DOT3.5¹¹⁾コードによる計算値と比較している。また、Haldy¹²⁾らは同じく LOTUS において酸化トリウム (ThO_2) 体系中での ^{233}U の生成率を測定した。ここで使った ThO_2 は太さ 1.7 cm の六角柱状容器に 100 cm の長さにならって平均 826 g の ThO_2 を封入したものである。このロッドを各列に 60 本、19 列に並べて試験体を製作し、体系内に置いた Th 箔 (直径 0.67 cm、厚さ 0.02 cm) によって ^{233}U の生成率を測定した。この測定値を空間積分して体系全体での生成率を算出している。

この他にも多くの実験結果が集積されているものの、LOTUS では Th を装荷したハイブリッド炉で最も興味のある中性子増倍材と Th を組み合わせたときの ^{233}U の生成率について明確な実験結果が公開されていない。また、中性子源に HNG を使用するため、中性子源を囲んだ実験配置がとれないという制約があり、測定値が測定する位置に強く左右されるという欠点がある。

ハイブリッド炉にとって中性子増倍材はきわめて重要であるが、中でも Be は $^9\text{Be}(n, 2n)^8\text{Be}$ 反応のしきい値が低く中性子増倍材として最も好ましい核種である。しかし、単に Be と 14 MeV 中性子を組み合わせただけでは、Be をハイブリッド炉に適用した場合の特性を調べることはできない。第 1 章、第 1 節でも述べたように、Be を用いた球状パイルの実験では、たかだか 1 keV 程度を下限とするエネルギー範囲に留まり、 $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応で重要な共鳴領域 (約 0.01 keV 以上) ま

では達していない。したがって、Be を装荷したハイブリッド炉の特性評価には、Th などと組み合わせた低エネルギー領域を含む実験が重要である。

京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA)¹³⁾には中性子発生装置¹⁴⁾が付設されており、金属 Th や Be も利用することができる。これらを利用すれば、重要な増倍材である Be と Th を組み合わせた実験が可能である。特に、中性子発生用ターゲットが小さいため中性子源を囲んだ形状で測定を行うことができ、直方体の体系による実験よりもベンチマークとして信頼度の高い測定ができる。そこで、Th のみならず中性子増倍材としての Be の核データに関する知見を得るために、金属 Th パイルおよび Be と組み合わせた Th パイルを作成し、パイル中での Th 箔を含めた様々な放射化箔の反応率分布の測定と解析をとおして、Th をハイブリッドブランケットに適用する場合の核データに関する実験的研究を行った。¹⁵⁾

第2節 トリウムの中性子反応とベリリウム($n,2n$)反応

Th をブランケットに装荷して ^{233}U を生産するハイブリッド炉を目指す上で、低いエネルギーの中性子を吸収して生じる $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応の割合が最も重要である。一方、結合エネルギー以上の高いエネルギーの中性子による $^{232}\text{Th}(n,2n)^{231}\text{Th}$ 反応を経て生成する ^{232}U は、 α 崩壊を繰り返して ^{208}Tl になり 2.6 MeV の高エネルギー γ 線を放出する。このため、 ^{232}Th - ^{233}U 系燃料の取扱いが困難となるため、 ^{232}U の生成を抑制することも必要である。しかし、($n,2n$)反応は系の中で中性子を増倍し ^{233}Th の生成に寄与することになるので一概に抑制するばかりであってはならない。また、生成した ^{233}U は熱中性子で核分裂反応を、高いエネルギーの中性子によって $^{233}\text{U}(n,2n)^{232}\text{U}$ 反応を起こして消滅していく。このように、ハイブリッド炉の性能はブランケット中での様々な中性子反応や中性子エネルギースペクトルと複雑に関係しているため、こうした中性子全体の挙動を把握しておく必要がある。

代表的な核データである JENDL-3.2¹⁶⁾と ENDF/B-VI¹⁷⁾に収納される $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 、 $^{232}\text{Th}(n,2n)^{231}\text{Th}$ 、および($n,2n$)反応断面積と共に中性子増倍に関わる $^{232}\text{Th}(n,3n)^{230}\text{Th}$ 反応断面積を図 4-2(a)、図 4-2 (b)に示す。 ^{233}U の生成において最も重要な核反応である中性子捕獲断面積が 10^{-6}MeV から 10^{-3}MeV 以上の共鳴領域上限までにわたって両評価値間にも大きな差異が見られる。さらに、($n,2n$)、($n,3n$) 反応にも 14MeV 近傍をはじめ少なからぬ断面積の違いが存在している。

ハイブリッド炉の中性子増倍材としては、($n,2n$)反応のしきい値が 1.8MeV 以下にある Be が注目される。図 4-3 は、EXFOR¹⁸⁾ から引用した最近の実測値と評価済核データを図示したものである。評価データ間には、それ程大きな差異はないが、実験データに比べて低く、特にしきい値近傍の 2~4MeV 領域では、著しい違

いが存在している。これは、Be による中性子増倍効果にも影響を与える問題であり、Be による中性子増倍と ^{233}Th の生成数に関する計算／実験を通して評価済核データを検証することは、Th を装荷するハイブリッド炉の核的熱的設計にとって重要である。

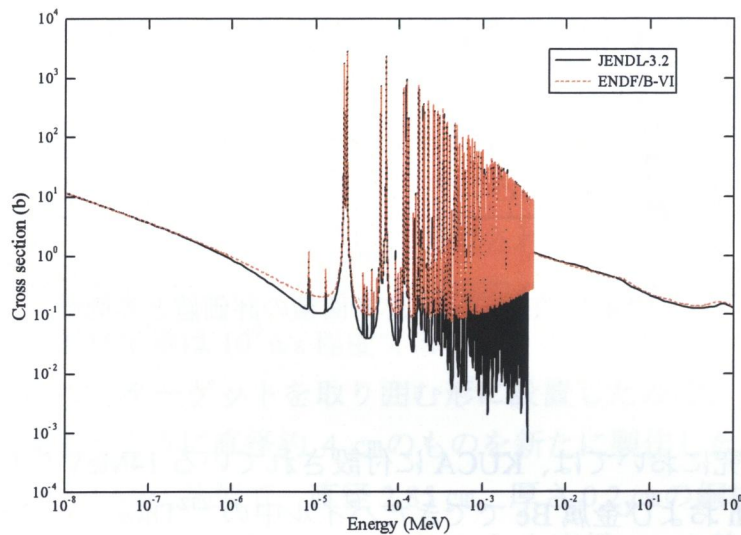


図 4-2(a) JENDL-3.2 と ENDF/B-VI に収納されている $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応断面積。

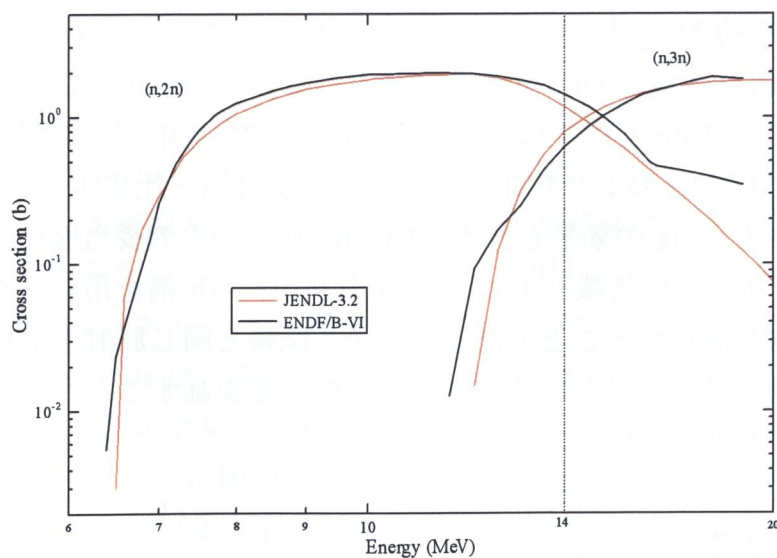


図 4-2(b) ^{232}Th の $(n,2n)$ および $(n,3n)$ 反応断面積の評価値。

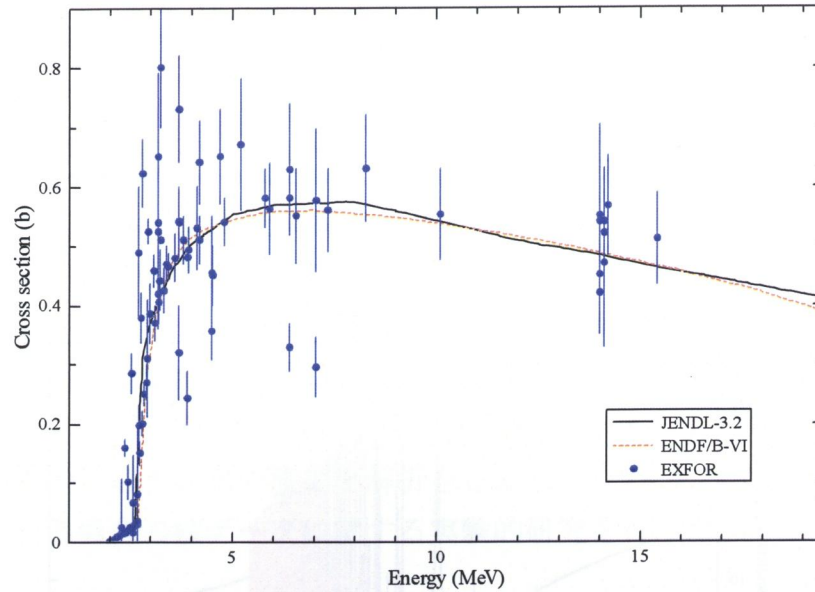


図 4-3 ${}^9\text{Be}(n,2n)$ 反応断面積の評価値と実測値。

そこで、本研究においては、KUCA に付設されている 14MeV 中性子発生装置を用いて、金属 Th および金属 Be でできたパイル中の ${}^{232}\text{Th}(n, \gamma){}^{233}\text{Th}$ 反応率分布の測定と解析により、Th に関する (n, γ) 反応断面積の妥当性と Be 増倍材の有効性について実験的評価を行った。¹⁵⁾

第 3 節 実験の方法

KUCA では、原子炉用核燃料として金属 Th 約 600 kg のほか、中性子増倍材である金属 Be を約 23 kg 保有している。本研究では、これらを利用して Th パイル、および Be を組み込んだ Th パイルを作成し、これらのパイル中に配置した Th 箔、Nb 箔を用いて ${}^{232}\text{Th}(n, \gamma){}^{233}\text{Th}$ および ${}^{93}\text{Nb}(n,2n){}^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率の空間分布を測定するとともに、JENDL-3.2 および ENDF/B-VI による計算値と比較することにより、 ${}^{233}\text{Th}$ 生成率に寄与する Be の効果も含め、Th、Be 核データの妥当性を実験的に検証する。ここで、本実験の特徴の 1 つは、Th 試料中に Th 箔を用いてパイル中の中性子放射化分布を測定することである。パイル試料と同じ放射化箔を用いることによって、実験体系に不純物を持ち込んで実験の場を乱すことなく、実験の感度も高くなるものと考えられる。

3-1 中性子源

KUCA には、パルス状中性子源として 14 MeV 中性子発生装置が併設されている。これは、300 kV 高圧発生装置とデュオプラズマトロン型イオン源により、最大 6 mA の重陽子パルスビームを発生させ、Gas-in-metal 型トリチウムターゲットの DT 反応により 14 MeV の中性子を発生させるものである。この装置の特長は、Th を含んだ炉心など中速体系の炉心内中性子スペクトルを飛行時間分析法で測定できるように、強力なパルス中性子が得られることである。また、パルス波形の信号／雑音比 (S/N) 向上のため、重陽子の引き出し後偏向電極によってパルスを整形する。さらにトリチウムターゲットの消耗を防ぐために永久磁石を使った質量選別器が設けられ、 d^+ 以外の分子状ビームを除去することができる。加速管の後には X-Y 偏向電磁石と 1 基の Q-電磁石が設けられ、約 7 m 離れたターゲットに導かれる。ターゲットは KUCA の炉室内に設置されているため、冷却水が使用できないので空冷式となり、デューティ比最大 1 % のパルス運転以外は利用できない。時間平均した中性子発生率は 10^9 n/s 程度である。

トリウムパイルは、ターゲットを取り囲む形に設置したので、ターゲットアセンブリはこれに納まるように直径約 4 cm のものを新たに製作した。トリチウムターゲットはフランス LMRI 社製で、直径 2.85 cm、厚さ 0.2 cm の銅板に Ti を蒸着し 370 GBq のトリチウムを吸着したものである。これを直径 4 cm の絶縁物 (MACOR) フランジに取り付け、裏面をコンプレッサから得られる圧縮空気 (約 40 kPa) で冷却した。取り付け部の O-リングを透過してトリチウムが飛散するのを防ぐため、トリチウムターゲット裏面をアルミニウム製のシュラウドで覆い、冷却後の排気はトリチウム排気系に接続して大気中に飛散しないように工夫した。

3-2 実験体系

実験に伴う不確かさをできるだけ少なくするためには、中性子が一方向から入射するいわゆる直方体の体系ではなく、中性子源を囲むような実験試料配置とすることが望ましい。本実験では、中性子発生装置の重陽子ビームダクト中心を軸とした四角柱状の体系をパイルとして作成した。使用した金属 Th は、断面 5.08 cm × 5.08 cm (2 インチ × 2 インチ)、厚さが 1.27 cm (1/2 インチ) と 0.32 cm (1/8 インチ) の 2 種類である。Be は、断面が同じく 5.08 cm × 5.08 cm、厚みが 1.27 cm である。これらを使い、ポリエチレン反射体付き Th パイル (Th-PE) と Be 増倍材入り Th パイル (Th-Be-PE) の 2 種類の体系を用意した。何れの場合もパイルの外側は 10cm 厚のポリエチレン反射体で取り囲まれている。Th-PE パイルのビーム軸の垂直な断面図と立体図を図 4-4(a) および図 4-4(b) に、Th-Be-PE パイルの断面図を図 4-4(c) にそれぞれ示す。

3-2-1 ポリエチレン反射体付き Th パイル

ポリエチレン反射体付き Th パイル(Th-PE)は、ターゲットアセンブリの周りに、厚さ 0.3 cm の Al 板を加工してビーム軸に沿って 15.8 cm 角の四角柱状の空洞部を作成し、その周りに厚さが 12.7 cm になるように金属 Th を配置した。Th 部の外寸は 41.2 cm 角、長さは軸方向に 25.4 cm であった。Th の外側は厚さ 10 cm のポリエチレンの反射体で囲まれている。

3-2-2 ポリエチレン反射体付き Th-Be パイル

ポリエチレン反射体および Be 増倍材付き Th パイル(Th-Be-PE)は、図 4-4(c)の中央の空洞部、Th 領域に内接して厚さ 5.1 cm の金属 Be を配置し、それに続き 12.7 cm の厚さになるように金属 Th を置いた。Be、Th とともに軸方向の長さは Th パイルと同じ 25.4 cm で、ポリエチレン反射体も同様に 10 cm とした。放射化箔を配置した位置も Th パイルの場合と同様である。写真 4-1 は、このパイル組立中の Be と Th 試料および反射体のポリエチレン配置の様子を示す。中央に見えるのはターゲット空冷用の圧縮空気の配管と、ビーム電流測定用のリード線である。

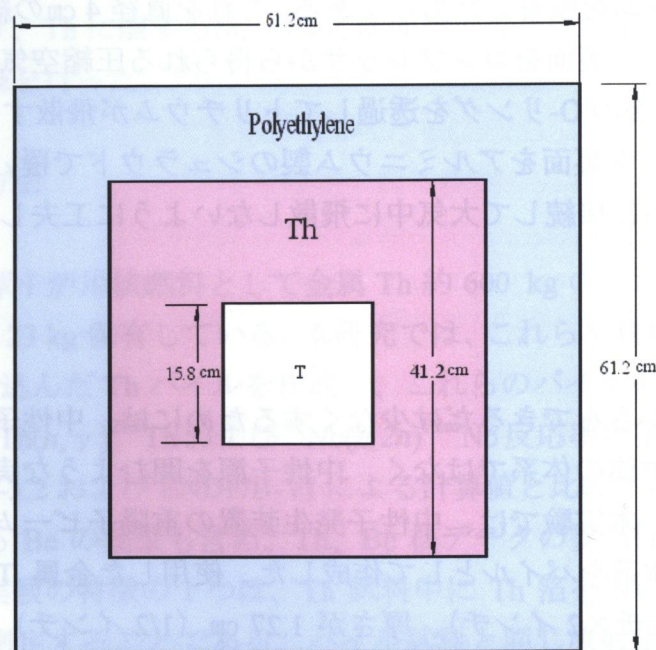


図 4-4(a) Th-PE パイルの断面図。中心の 15.8 cm 角の部分は空洞で中性子発生装置のビームダクトが配置されている。その周辺に厚さ 12.7 cm の Th 層、その外側に厚さ 10 cm のポリエチレン反射体がおかれている。ビーム軸方向の長さは 25.4 cm である。

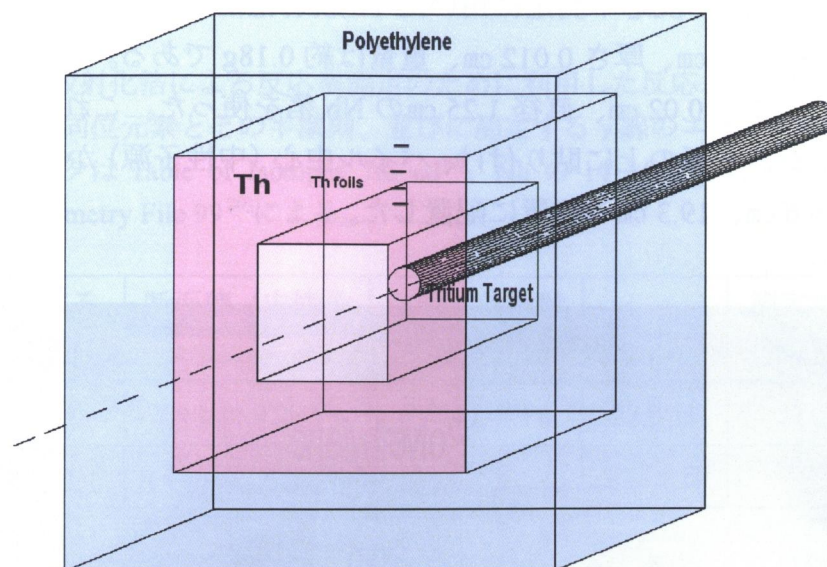


図 4-4(b) Th-PE パイルの立体図。中性子発生装置のビームダクトの先端にトリチウムターゲットが設置される。その外側に金属 Th（厚さ約 12.7 cm）が置かれ、最も外側およびビームダクト方向の前後には 10 cm のポリエチレン反射体が置かれている。ターゲットから上方 4 箇所放射化箔（Nb、Th）が置かれている。

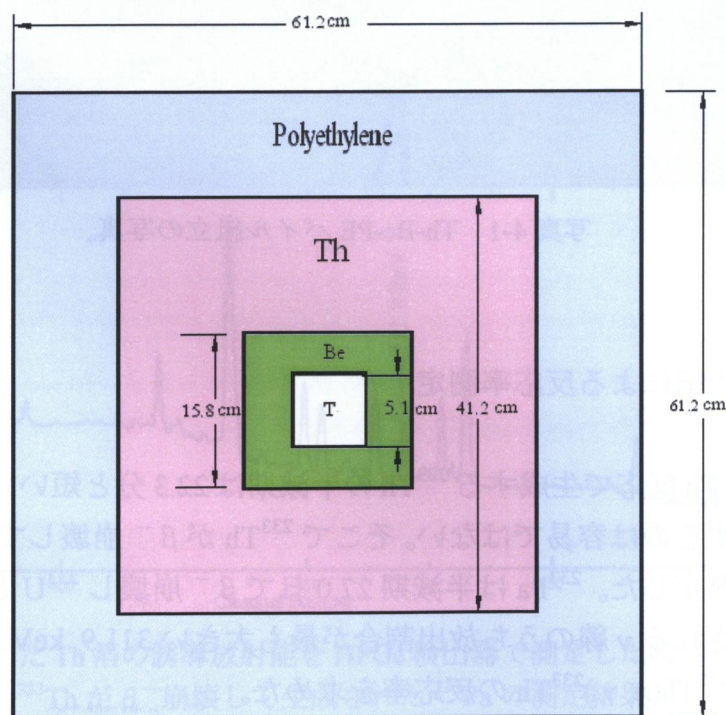


図 4-4(c) Th-Be-PE パイルの断面図。中心の 5.1cm 角の領域は空洞で、中性子発生装置のビームダクトが配置されている。その周辺に厚さ 5.1cm の Be 層、12.7cm の Th 層、さらに厚さ 10cm のポリエチレン反射体がおかれている。

$^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ の反応率測定に用いた Th 放射化箔は、米国 Reactor Experiments 社製で、直径 1.27 cm、厚さ 0.012 cm、重量は約 0.18g である。また、高速中性子測定用として、厚さ 0.02 cm、直径 1.25 cm の Nb 箔を使った。これら放射化箔を 5 cm 角のトレーシング紙の上に貼り付け、パイル中心（中性子源）から上方に 11.4 cm、14.0 cm、16.6 cm、19.3 cm の位置に配置した。

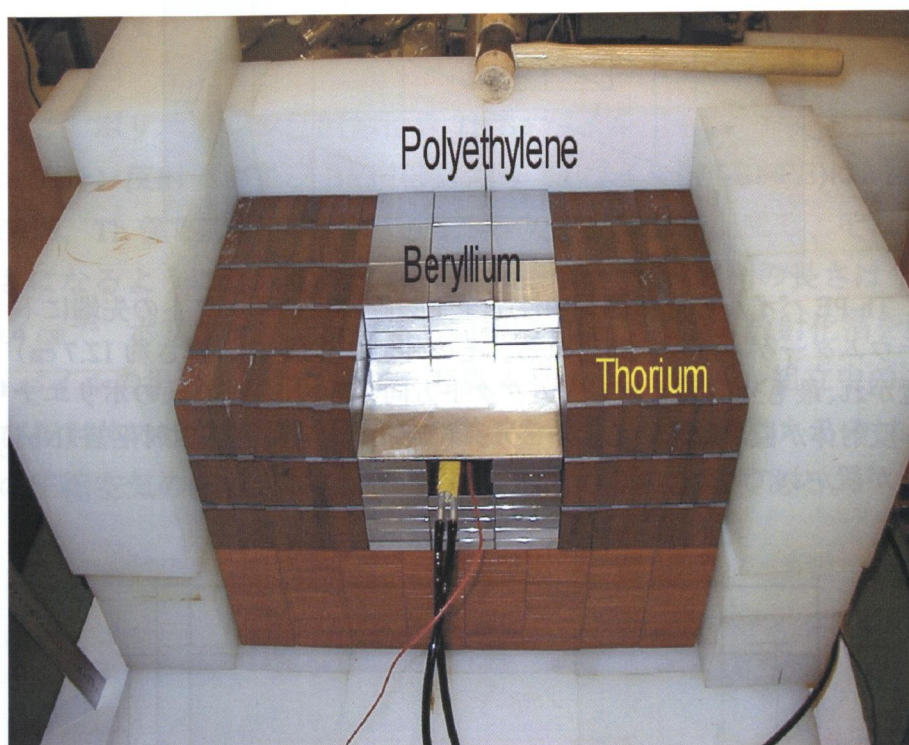


写真 4-1 Th-BE-PE パイル組立の写真。

3-3 放射化箔による反応率測定

$^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応で生成する ^{233}Th の半減期は 22.3 分と短いので直接この誘導放射能を測定するのは容易ではない。そこで ^{233}Th が β^- 崩壊して生成される ^{233}Pa からの γ 線を測定した。 ^{233}Pa は半減期 27.0 日で β^- 崩壊し ^{233}U となる。これにともなう放出される γ 線のうち放出割合が最も大きい 311.9 keV の γ 線を測定し、これによって $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ の反応率を求めた。

Nb の放射化箔は、主に中性子源の高速中性子の挙動を実験的に調べるために使用した。 $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応によって生成された半減期 10.15 日の $^{92\text{m}}\text{Nb}$ の崩壊にともなう 934.5 keV γ 線を測定することによって高速中性子束を求めた。使用した放射化箔、その反応断面積、半減期などを表 4-1 に示す。

表 4-1 Th と Nb 放射化箔による反応率測定のために利用した反応、反応断面積、生成する放射性同位元素とその半減期、並びに測定する γ 線のエネルギー。 ^{232}Th に関するデータは Table of Isotopes 7th ed¹⁹⁾、Nb の 14 MeV 中性子反応断面積は JENDL Dosimetry File 99²⁰⁾による。

放射化箔	利用する反応	断面積（中性子エネルギー）	生成する放射性同位元素	半減期	測定する γ 線エネルギー
Th	(n, γ)	7.4 b (0.025eV)	$(^{233}\text{Th}), ^{233}\text{Pa}$	27.0 日	311.9 keV
Nb	$(n, 2n)$	0.464 b (14 MeV)	$^{92\text{m}}\text{Nb}$	10.15 日	934.5 keV

γ 線測定器には米国キャンベラ社のウエル型 127.5 cm³ HPGe 検出器を使用した。 $^{92\text{m}}\text{Nb}$ は崩壊が単純で、サムピークによる計数誤差の可能性がないのでウエル型検出器の中に試料を入れても測定が可能である。しかし、 ^{233}Pa の場合はエネルギー準位が多く複雑な崩壊をするためサムピークを生ずる恐れがあり、これを避けるためにサムピークの生じないことを確認した位置（HPGe 検出器上部 3.9 cm）に試料をおいて測定した。図 4-5 に ^{233}Pa の崩壊による γ 線スペクトルの一例を示す。

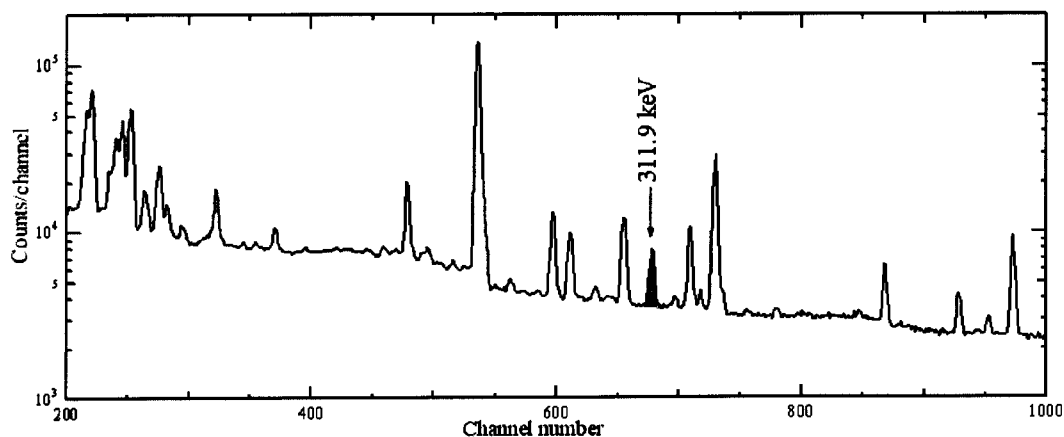


図 4-5 照射した Th 箔の誘導放射能を HPGe 検出器で測定した時のパルス波高分布の例。 ^{233}Th が β^- 崩壊して生成された ^{233}Pa の測定結果。

Th および Nb の放射化箔を用いた Th-PE パイルと Be-Th-PE パイル中の反応率分布は以下のような手順で求めた。

生成された誘導放射能測定の結果とそれぞれの放射化箔の反応率 $\sigma \cdot \phi$ は以下のような関係にある。

$$\frac{c}{B \cdot \varepsilon} = \frac{1}{\lambda} \cdot N \cdot \sigma \cdot \phi \cdot (1 - e^{-\lambda t_i}) \cdot e^{-\lambda t_w} \cdot (1 - e^{-\lambda t_c}) \quad (1)$$

ここで、 c はHPGeによって得られた γ 線ピークの計数値、 B は1崩壊あたり生じる γ 線の割合、 ε は測定する γ 線エネルギーに対する検出器の絶対効率、 λ は崩壊定数(1/s)、 N は箔に含まれる原子数、 t_i は照射に要した時間 (s)、 t_w は照射終了から測定開始までの時間 (s)、 t_c は測定に要した時間 (s)を示す。(1)式から反応率を求め、それぞれのパイルの照射時における中性子の発生率で割って14 MeV中性子1個あたりの反応率を導出した。中性子源に一番近い測定データとの比をとる(規格化することにより、上式の中で B 、 ε および λ は互いに打ち消し合う。すなわち、各測定データに対して γ 線ピークの計数値に箔の質量と時間減衰等の補正を行うだけの簡略化が可能になる。

第4節 MCNP4Aを使った解析計算

2種類の実験パイル(Th-PEおよびTh-Be-PE)中における $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ および $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ の反応率分布をMCNP4AとJENDL-3.2およびENDF/B-VIを使って計算した。ThとBeの密度は、「理化学辞典・第4版」²¹⁾から引用した。放射化箔を用いた実験と対応する輸送計算にはMCNP4A²²⁾コードを使い、計算用の核データとしてはJENDL-3.2とENDF/B-VIの2種類、 $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応を計算するための放射化断面積データにはJENDL-3.2を用いた。実際の寸法形状をそのまま入力データとしたが、反応率を求めるための試料寸法としては、計算精度を上げるため実際の放射化箔の寸法形状よりやや大きい2.5 cm角、0.5 cm厚とした。実際の箔と寸法形状が異なる点については、別途実施した計算により1%以下の違いで反応率計算ができることを確認している。

計算結果は、MCNP4Aに組み込まれたMultiple Tallyの機能を使って体積平均のエネルギースペクトルと、JENDL-3.2の $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応の断面積をスペクトルに乗じて反応率を導出している。Nb箔の反応率は、上に述べた体積平均エネルギースペクトルにJENDL Dosimetry File²⁰⁾の $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応断面積を乗じて求めた。計算用の入力ファイルの例を本論文の巻末に付録2として掲げる。

第5節 計算値と実験値の比較および討論

5-1 Nb箔を用いたパイル中の中性子束分布

Th-PE パイルおよび Th-Be-PE パイル中の高速中性子の挙動を明らかにするため、Nb 箔を用いて $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応により、パイル中の反応率の空間分布を測定した。両パイルによって得られた実験値および JENDL Dosimetry File データと MCNP4A を用いた計算値を図 4-6 に示す。これらを見ると、いずれの計算値も実験値と誤差の範囲内においてよく一致していることが分かる。すなわち、計算に用いた JENDL Dosimetry File の Nb データが妥当なものであり、また、パイル中の高速中性子束分布も正しく計算されていることが分かる。また、Th-Be-PE パイルでは、特に高速中性子が入射するパイル前面において、Be を装荷したことによる中性子増倍の効果が顕著に現れている。これらの結果は両パイル中の中性子、特に $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応のしきい値以上の中性子の挙動把握に有用な知見を与えている。

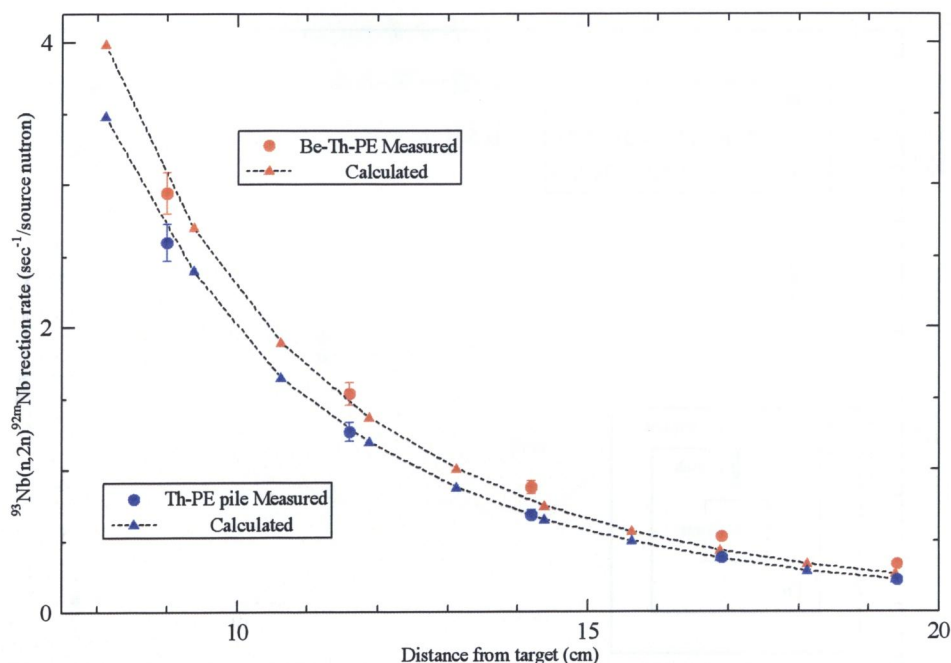


図 4-6 Th-PE パイルおよび Th-Be-PE パイル中の $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応率分布の測定と計算の比較。

5-2 ^{233}Th 生成率と ^{232}Th 核データ

図 4-4(a)に示した Th-PE パイル中に Th 金属箔を配置し、 $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率分布を ^{233}Th が β^- 崩壊して生成された ^{233}Pa の測定により求めた。得られた測定結

果を表 4-2 および図 4-7 に示す。

表 4-2 Th 箔の放射化から求めた ^{233}Th 生成率。実験値および MCNP4A による JENDL-3.2 と ENDF/B-VI の計算値。

中性子源からの 距離 (cm)	11.7	14.3	16.8	19.3
実験値 (任意単位)	1.585×10^{-4}	1.357×10^{-4}	1.378×10^{-4}	2.296×10^{-4}
計算値 (JENDL-3.2) (1/source)	4.572×10^{-4}	3.901×10^{-4}	3.763×10^{-4}	5.841×10^{-4}
計算値 (ENDF/B-VI) (1/source)	4.480×10^{-4}	4.016×10^{-4}	3.792×10^{-4}	5.532×10^{-4}

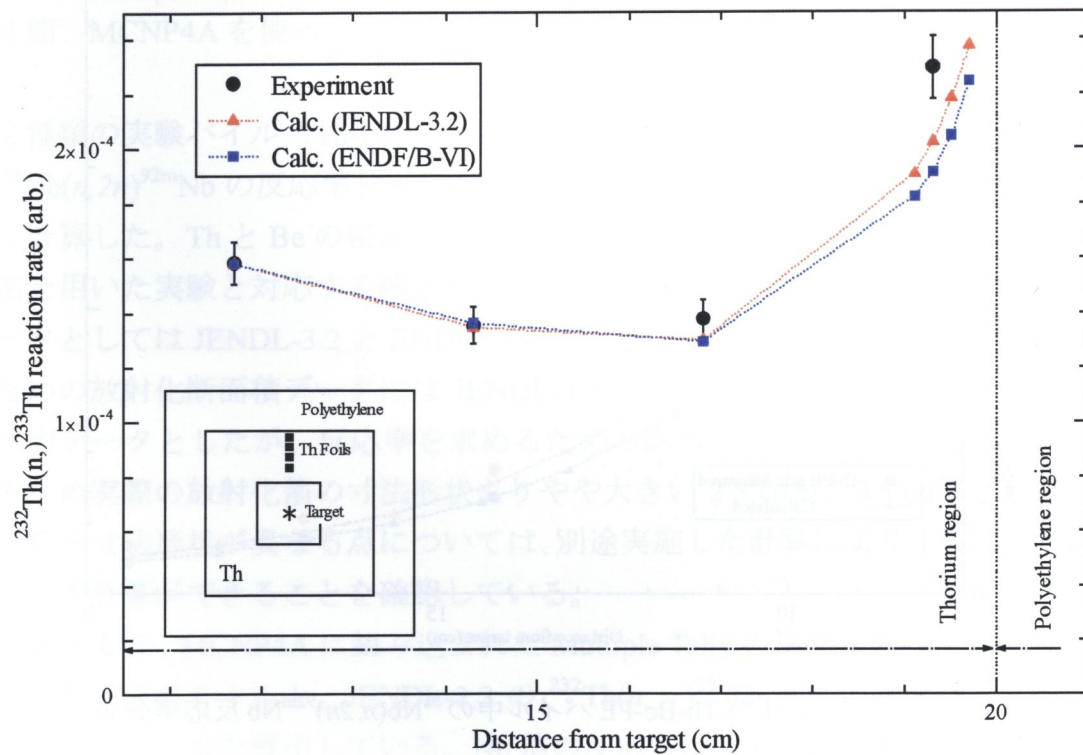


図 4-7 Th-PE パイル中における ^{233}Th 生成率分布の測定と計算の比較。
パイル前面の測定点(11.7 cm)において規格化している。

実験誤差としては誘導放射能測定の数値に起因するものが主で、約 2~3% の範囲にある。計算値は JENDL-3.2 および ENDF/B-VI の評価済核データと MCNP4A を使って求め、これをパイル前方側で中性子源から 11.7 cm の測定点において規格

化している。JENDL-3.2 および ENDF/B-VI による計算値は、少なくとも、Th パイル前方から中央部付近まで（中性子源からの距離が 11.7、14.3、16.8cm）は、誤差の範囲内で実験値とよく一致している。しかし、パイルの奥の方(19.3cm の位置)、すなわちポリエチレン反射体に近づくとも計算値が低くなっている。図 4-8 に見られるように、高エネルギー中性子 ($E_n > 0.01$ MeV) による反応率は、高いしきい値をもつ図 4-6 の $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応による空間分布と同様な傾向を示しているが、Th パイルの奥になると、低エネルギー中性子に起因する反応率分布は、ポリエチレン反射体等により減速された中性子の影響を強く受けて、図 4-7 では著しい変化を示している。

高エネルギー領域における ^{232}Th の $(n, 2n)$ あるいは $(n, 3n)$ 反応断面積については、図 4-2(b)に示されるように、JENDL-3.2 と ENDF/B-VI のデータ間に違いが見られる。しかし、表 4-2 および図 4-7 の計算値にも見られるように、計算値間には顕著な差異は見られない。つまり、高エネルギー側における断面積は ^{233}Th 生成に対する感度／影響において低く、低エネルギー側の断面積に比べてその寄与は少ないが、図 4-8 および表 4-3 の低エネルギー領域のデータに見られるように、ポリエチレン減速材に近い場合では、Th の (n, γ) 反応率が高くなっていることが分かる。そ

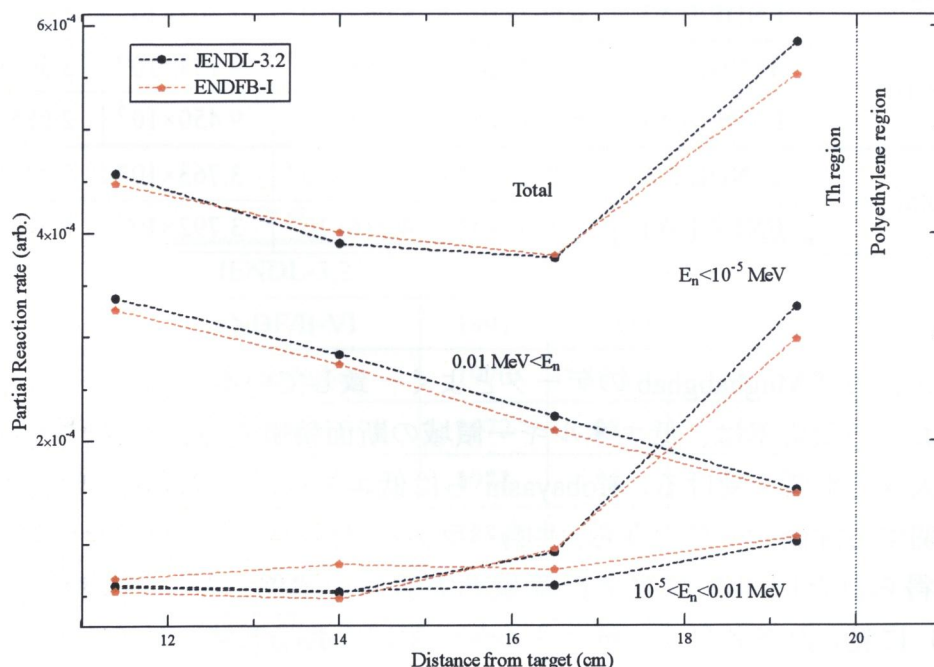


図 4-8 エネルギー領域別に計算した Th-PE パイル中の ^{233}Th 生成率分布。

の他、低エネルギー中性子による反応率分布に影響を与えるものとして、本研究

ではポリエチレン減速材に対する散乱カーネル（フリーガスモデルと結合型モデル）の違いについても試算を試みた。しかし、ポリエチレン近傍（Th-PE パイル中 19.3cm）の反応率計算値に 2～3 % の変化が現れる程度で、著しい変化は見られなかった。

次に、図 4-7 において $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率分布の計算値が、特に Th-PE パイルの奥（19.3 cm）において 12 % ほど低くなっていることに関して、その原因を究明するため、低エネルギー領域での $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応に関わる Th の核データを調査した。表 4-4、表 4-5 には、最近の熱中性子断面積と共鳴積分のデータをまとめている²³⁾。これらを見ると、JENDL-3.2、ENDF/B-VI とともに評価済核データ値は

表 4-3 ^{233}Th 生成率を ^{232}Th の共鳴領域とその上下のエネルギー群ごとに分けたときの測定点による推移。JENDL-3.2 と ENDF/B-VI の計算値による。

エネルギー領域 (MeV)	核データ	中性子源からの距離 (cm)			
		11.7	14.3	16.8	19.3
$E_n > 0.01$	JENDL-3.2	3.378×10^{-4}	2.829×10^{-4}	2.230×10^{-4}	1.522×10^{-4}
	ENDF/B-VI	3.268×10^{-4}	2.737×10^{-4}	2.096×10^{-4}	1.484×10^{-4}
$10^{-5} < E_n < 0.01$	JENDL-3.2	6.041×10^{-5}	5.429×10^{-5}	5.978×10^{-5}	1.019×10^{-4}
	ENDF/B-VI	6.667×10^{-5}	8.063×10^{-5}	7.507×10^{-5}	1.064×10^{-4}
$E_n < 10^{-5}$	JENDL-3.2	5.904×10^{-5}	5.298×10^{-5}	9.134×10^{-5}	3.300×10^{-4}
	ENDF/B-VI	5.451×10^{-5}	4.727×10^{-5}	9.450×10^{-5}	2.985×10^{-4}
total	JENDL-3.2	4.572×10^{-4}	3.901×10^{-4}	3.763×10^{-4}	5.841×10^{-4}
	ENDF/B-VI	4.480×10^{-4}	4.016×10^{-4}	3.792×10^{-4}	5.532×10^{-4}

実験データおよび Mughabghab のデータとよく一致している。熱中性子、共鳴中性子領域における反応率は、低エネルギー領域の断面積値の他、共鳴パラメータによっても大きく影響を受ける。Kobayashi らは低エネルギー領域において ^{232}Th の主共鳴に関する評価データのうち、共鳴パラメータが低いことを指摘している²⁴⁾。本研究で得られた図 4-7 に見る計算値と実験値の関係、特に Th-PE パイル奥（19.3cm）に見られる差異は、低エネルギー領域、共鳴領域における $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応断面積に問題があるというよりも、この領域の反応率に大きな影響を与える ^{232}Th 主共鳴パラメータに問題があることも考えられる。この点に関する更なる検討は今後の課題である。

表 4-4 最近の熱中性子に対する $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応断面積
(Nakagawa²³⁾による)。

熱中性子断面積 (b)			
参考	公開年	データ	誤差
JENDL-3.2	1995	7.41	-
ENDF/B-VI	1991	7.4	-
Kobayashi	1974	7.35	0.21
Chirien	1979	7.41	0.08
Mughabghab	1984	7.37	0.06
Jones	1986	7.33	0.06
Davletshin	1987	7.49	0.2
Corte	1988	7.26	0.08
Waschkowski	1989	7.34	0.09
Mughabghab	2003	7.35	0.03

表 4-5 最近の $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応の共鳴
(Nakagawa²³⁾による)。

共鳴積分 (b)			
参考	公開年	データ	誤差
JENDL-3.2	1995	84.4	-
ENDF/B-VI	1991	81.58	-
Breitenhuber	1970	89.8	4
Steinnes	1972	88	3
Alian	1973	86	3
V Linden	1974	72.4	4.5
Heft	1978	87.6	3.8
Mughabghab	1984	85	3
Mughabghab	2003	85	3

5-3 ^{233}Th 生成率と Be 効果

Th パイル中に金属 Be 層を組み込んだ Be-Th-PE パイルにおいても Th 箔を用いて ^{233}Th 生成率の空間分布を測定した。実験方法および箔の配置は図 4-4(c)に見られるように、Th-PE パイル実験の場合と同様である。実験パイル中に Be 層が加わったことによる効果／差異を表 4-6 にまとめ、図 4-9 には Th-PE パイルにおける ^{233}Th 生成反応率に対する Th-Be-PE パイルでの ^{233}Th 生成反応率の比を図示している。ここに示した実験誤差は、Th 箔の誘導放射能 (^{233}Pa) 測定によるもので、3～5 %程度である。パイルには 14 MeV に近い高速中性子が入射するため、パイル前面で Be の $(n,2n)$ 、 $(n,3n)$ 反応等によって中性子増倍がおり、そのため ^{233}Th 生成率は Th-PE パイルの場合に比べて大きくなっている。14MeV 中性子源が入射するパイルの前面部では 2.5 倍以上反応率が増加するが、パイルの奥（ポリエチレン反射体近く）になれば高速中性子束が下がってくるため、それだけ増倍反応も減

表 4-6 Th 箔の放射化量から求めた Be 層の有無に対する両 Th パイル中での ^{233}Th 生成に関わる反応率の比 F。計算に用いた核データ全てを JENDL-3.2 にした場合、および Be だけを ENDF/B-VI にした 2 種類の計算を行った。

中性子源からの距離 (cm)		11.7	14.3	16.8	19.3
実験値	Th-Be-PE	3.982×10^{-4}	2.797×10^{-4}	2.321×10^{-4}	3.168×10^{-4}
	Th-PE	1.585×10^{-4}	1.357×10^{-4}	1.378×10^{-4}	2.296×10^{-4}
	F	2.512	2.061	1.684	1.380
	誤差	0.030	0.024	0.019	0.017
計算値	Be, Th: JENDL-3.2				
	Th-Be-PE	8.653×10^{-4}	6.107×10^{-4}	4.841×10^{-4}	5.672×10^{-4}
	Th-PE	4.572×10^{-4}	3.901×10^{-4}	3.763×10^{-4}	5.841×10^{-4}
	F	1.990	1.616	1.378	1.203
	誤差	0.016	0.016	0.016	0.016
	Be: ENDF/B-VI, Th: JENDL-3.2				
	Th-Be-PE	9.445×10^{-4}	6.184×10^{-4}	4.898×10^{-4}	5.665×10^{-4}
	Th-PE	4.572×10^{-4}	3.901×10^{-4}	3.763×10^{-4}	5.841×10^{-4}
	F	2.066	1.671	1.374	1.165
	誤差	0.017	0.015	0.016	0.012

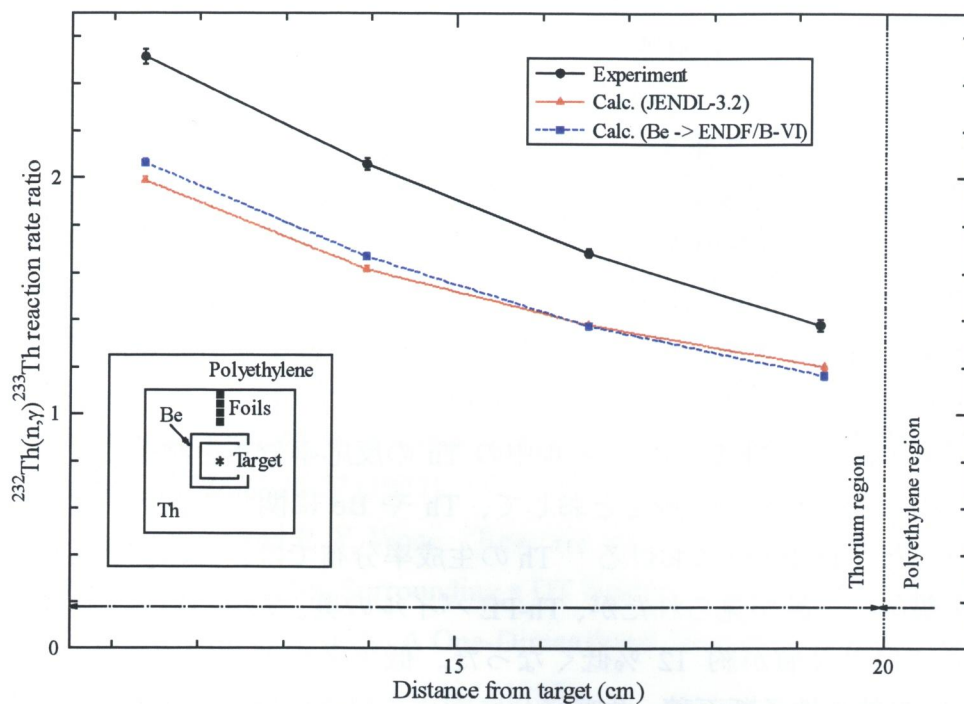


図 4-9 Th-PE パイルに Be を組みあわせたときの効果。 $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率分布について Th-PE パイルデータに対する Th-Be-PE パイルデータの比を図示。

少して反応率分布も下がってくることが分かる。この問題は、図 4-6 にも見られるように、Nb 箔を用いた実験および計算結果とも合致している。図 4-9 に示した計算結果は、JENDL-3.2 と ENDF/B-VI データを用い MCNP4A によって求めたが、実験値より明らかに小さくなっている。最近の $\text{Be}(n, 2n)$ 反応断面積の実験データによれば、図 4-3 にも示したように、従来の評価済核データより 20% 前後大きいデータも報告されている。¹⁸⁾ もし、これらのデータが正しいとすれば、図 4-9 に見られる計算値と実験値間に存在する差異の問題も説明がつくことになる。本研究において実験的に明らかとなった Be 効果を考慮すれば、ハイブリッド炉内の中性子経済に余裕が持てることになり、ハイブリッド炉設計において Be の有用性が一層高くなる。

第 6 節 結言

- 1) トリウムを用いたハイブリッド炉にとって重要である Th および中性子増倍材として注目される Be と Th を組み合わせた体系をそれぞれポリエチレン反射体で取り囲んだ体系 (Th-PE および Th-Be-PE) をハイブリッド炉模擬体系として

作成し、KUCA の 14 MeV 中性子源を用いて実験を行った。

- 2) それぞれのパイル中の Th 領域に Th の放射化箔を半径方向に配置し、照射によって得られた $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率を ^{233}Th が β^- 崩壊して生成される ^{233}Pa の誘導放射能測定によって求めた。一方、それぞれのパイル中における高速中性子は、Nb 箔を用いた $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応によって測定し、JENDL Dosimetry File データによる計算値との比較を行った。その結果、計算値と実験値間にはよい一致が得られたことから、計算に用いた $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ 反応データはほぼ妥当なものとして確認できると共に、パイル中の高速中性子束分布を明らかにすることができた。
- 3) Th-PE パイルおよび Th-Be-PE パイル中の Th の反応率分布を測定し、評価済核データを用いた計算との比較をとおして、Th や Be に関する核データの実験的検証を行った。Th-PE 内における ^{233}Th の生成率分布では、計算値と実験値間において全般的に一致が見られたが、Th-PE パイルの奥、すなわちポリエチレン反射体近くでは計算値が約 12 % 低くなった。低エネルギー領域での $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応の熱中性子断面積、共鳴積分に関する評価値は、実験値とよく一致していることから、Th-PE パイルの奥に見られる計算と実験値間に差異を生じる問題としては、Kobayashi らが指摘しているように、評価値の共鳴パラメータに問題があることも考えられる。
- 4) 次に、Th-Be-PE パイルを用いて、Th 体系に Be を組み込んだ効果について実験的検証を行った。Th-PE パイルの場合と同様、Th 領域に Th の放射化箔を配置し、その誘導放射能測定を行って $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ の反応率分布を求めた。Th 層中に Be 層を加えることにより、 $\text{Be}(n, 2n)$ 反応による中性子増倍効果によって $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ の反応率が明らかに増加している。パイルの奥になれば高速中性子も減衰するため、それだけ Be の効果も下がるが 14MeV 中性子が入射するパイルの前面部では 2.5 倍以上の中性子増倍効果が得られることが分かった。
- 5) Be による中性子増倍効果を評価済核データ JENDL-3.2 および ENDF/B-VI を用いて計算し実験値と比較したところ、パイル前方位置において計算値が 20% 前後低くなった。もし評価済核データの $\text{Be}(n, 2n)$ 反応断面積が大きくなれば本実験値と一致の方向にあるが、最近の実験データでは評価値より 20~25% 大きくなるという報告も出ていることから、評価済核データについて検討が望まれるところである。

参考文献

1. 東京天文台編:「元素の存在度 (松井清人による)」,理科年表, 726 (1993 年版).
2. R. W. Moir, *et al.*: “Tandem Mirror Hybrid Reactor Design Study Final Report”, *Lawrence Livermore Laboratory Report, UCID-18808* (1980).
3. E. Greenspan: “Fusion-fission Hybrid Reactors”, *Adv. Nucl. Sci. Technol.*, **16**, 289 (1984).
4. H. E. J. Shieff, H. Goodfellow, C. Gray, *et al.*: “Measurements of the Reaction Rate Distributions Produced in a Large Thorium Cylinder by a Central Source of DT Neutrons”, *AWRE O 20/77* (1977).
5. S. A. Kushneriuk and P. Y. Wong: “Reaction and Neutron Leakage Rates for a Large Thorium Metal Assembly Surrounding a DT Neutron Source”, *AECL-6882* (1980).
6. W. W. Engle, *et al.*: “ANISN, A One-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering”, *K-1693* (1967).
7. M. B. Emmett: “The MORSE Monte Carlo Radiation Transport Code System”, *ORNL-4972* (1975).
8. S. I. Abdel-Khalik, P. Haldy and A. Kumar: “Blanket Design and Calculated Performance for the Lotus Fusion-fission Hybrid Test Facility”, *Nucl. Technol/Fusion*, **5**, 189 (1984).
9. K. A. Schmidt and G. Reinhold: “The Haefely-GFK Fast Neutron Generator”, *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.*, **3**, 373 (1977).
10. A. Kumar and C. Sahraoui: “Analysis of Activation Measurements done on Slabs of Beryllium and Lead at LOTUS Facility”, *Fusion Technol.*, **13**, 484 (1988).
11. W. A. Rhoades and F. R. Mynatt: “The DOT-III Two-Dimensional Discrete Ordinates Code”, TM-4280, Oak Ridge National Laboratory (1979).
12. P. Haldy, T. K. Basu and M. Schaer: “ ^{233}U Production Rate Measurement in a Thorium Oxide Assembly at the LOTUS Facility”, *Fusion Technol.*, **19**, 304 (1990).
13. 柴田俊一他: 「京都大学臨界集合体実験装置」, 原子力工業, 19 巻, 4 号, 40 (1973).
14. 市原千博、中村博、小林圭二他: 「京都大学臨界実験装置 (KUCA) パルス中性子発生装置の特性」, *KURRI-TR-240* (1983).
15. S. A. Hayashi, C. Ichihara, K. Kobayashi, *et al.*: “Integral Experiment with regard to the Thorium-based Hybrid Fusion Blanket”, *Proc. International Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (Juerich, Germany)*, 220 (1991).
16. T. Nakagawa, K. Shibata, S. Chiba, *et al.*: “Japanese Evaluated Nuclear Data Library

- Version 3, Revision-2: JENDL-3.2.", *J. Nucl. Sci. Technol*, **32**, 1259 (1995).
17. R. F. Rose (ed.): *BNL-NCS-17541, 4th ed. (ENDF/B-VI)* (1991)
 18. EXFOR による: <http://www.nea.fr/html/dbdata/x4/>.
 19. C. M. Lederer and V. S. Shirley: "Table of Isotopes, 7th Edition", Wiley-Interscience Publication (1978).
 20. K. Kobayashi, T. Iguchi, S. Iwasaki, *et al.*: "JENDL Dosimetry File 99 (JENDL/D-99)", *JAERI 1344* (2002).
 21. 久保亮五他, 「理化学辞典 第4版」, 岩波書店 (1994).
 22. F. Briesmeister (ed.): "A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A.", *LA-73966-M, Rev.2* (1986).
 23. T. Nakagawa: <http://www.ndc.tokai.jaeri.go.jp/~nakagawa/actinide/MARI.html>.
 24. K. Kobayashi, Y. Fujita, I. Kimura: "Measurement of Resonance Parameters of ^{232}Th and Their Integral Check Through the Resonance Integral", *Ann. Nucl. Energy*, **15**, 381 (1988).

第5章 結論

本研究は、中性子に関する核反応データ（核データ）の精度並びに信頼性向上を通じて核融合炉の実現に貢献するため、今日、設計誤差の最大要因となっている核融合炉材料に関する核データを実験的に検証することを目的とした。対象とした材料は、構造材、超伝導電磁石材料などに用いられる Cr、Mn、Cu、Zr、および Nb である。さらに核融合エネルギーの早期利用のための優れたアイデアであるトリウム（Th）を用いた核融合-核分裂ハイブリッド炉（ハイブリッド炉）ブランケット用に考えられる Th および Be の核データに関する実験的検証を目的とした。

大阪大学の 14MeV 中性子発生装置 OKTAVIAN¹⁾を使った核融合炉材料に関する核データベンチマーク実験では、それぞれの試料によって作成した球状パイルからの漏洩中性子スペクトルを飛行時間法によって測定し、連続エネルギー減速モンテカルロコード MCNP4A²⁾を用いて計算を行った結果と比較して、計算に使用した代表的な評価済核データの実験的検証を行った。その結果、JENDL-3.2³⁾と JENDL Fusion File⁴⁾は、本研究で取り上げた上記いずれの材料についても、全体的に実験値をよく再現できることが分かった。さらに、計算値と実験値について詳細に比較検討を行ったところ、ENDF/B-VI⁵⁾データでは、Cr と Mn の場合、JENDL-3.2、JENDL Fusion File とほぼ同程度に実験値を再現できる状況にあることが分かった。しかし、Cu の場合は 5～10 MeV の範囲でスペクトルの形が僅かながら実験値と異なるほか、Zr と Nb の計算値は広い範囲で実験値を 40～60 %ほど過大評価していることが分かった。EFF-2.4⁶⁾においては独自に Cr と Zr の評価が行われたが、Cr の場合は広い範囲で実験を僅かに過大評価し、Zr の場合は ENDF/B-VI と同様な過大評価となっている。

以上の結果、JENDL-3.2 と JENDL Fusion File は本研究で対象とした核融合炉材料の中性子核データとしてほぼ妥当であり、設計計算等への利用が十分可能であろう。ただ、Zr と Nb に関する核データについては、低エネルギー領域で過大評価となっていることから、今後さらに詳細な核データの評価が期待される場所であり、新たなベンチマークも含め評価済核データの再評価が求められる。これに応える研究手段の一つとして、本研究では評価済核データの部分断面積に注目し、スペクトル計算における感度解析の結果から、計算値／実験値間に見られる不一致の原因究明を試みた。特に、スペクトル形成に大きく影響する($n,2n$)反応断面積に着目し、その断面積値あるいは2次中性子エネルギー分布の改良により、計算値を修正した結果、過大評価を許容できる程度（概ね 10 %）にまで計算の信頼度を回復することができた。このように本研究の成果の1つは、直接的な感度

解析法を開発し、それを適用して核データ改良の方向を見いだすのに役立つことを示したことが挙げられる。これにより、積分値を測定対象とするベンチマーク実験結果から、単に核データの妥当性を判別するだけでなく、核データの問題点の特定、さらにそれらの改良・再評価に貢献できる道筋を付けることができた。

核融合-核分裂ハイブリッド炉に必要な核データの信頼性を検証する研究においては、トリウムハイブリッドブランケットにおける核データとして、Th と中性子増倍材として注目される Be を取り上げた。ここでは、京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) に付設されている 14MeV 中性子源とポリエチレン反射体付きで金属 Th 板を使ったパイル(Th-PE)、およびこれに金属 Be を組み込んだ Be-Th パイル(Be-Th-PE)を用意した。これらの Th 体系中において $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率を測定するために Th 箔を配置した。この方法は Th パイル中への異物混入を避けるためと Th パイル自身での中性子反応の感度を高める点で有用であり、本研究の特徴とするところである。Th ハイブリッド炉の最大の目的である、 ^{233}U の生成率につながる $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率の空間分布を測定した。計算値、実験値の空間分布は全般的に一致を示したが、パイル奥のポリエチレン反射体に近い Th 体系内では、JENDL-3.2、ENDF/B-VI の何れの計算値も実験値より約 12% 下回る結果となった。 ^{233}Th の生成に至る $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応断面積について、特に低エネルギー側での熱中性子断面積、共鳴積分に着目したところ、これらの評価済核データ値と測定値間にはそれ程の差異が見受けられなかった。そこで、ポリエチレン反射体近辺の Th パイル中に見られた計算値と実験値に不一致を招いた主因は、Kobayashi らが指摘しているように⁷⁾、低エネルギー中性子に対して感度の高い共鳴パラメータの違いによることも考えられる。

Be による中性子増倍効果が $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率の空間分布にどのような影響を与えるかを実験的に検討するため、Th-PE パイルと、それに Be 層を組み込んだ Th-Be-PE パイルにおける $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率分布の比を測定し、JENDL-3.2、ENDF/B-VI の評価済核データを用いた計算値と比較した。その結果、パイル前面の 14MeV 中性子が入射する位置では、Be 効果によって ^{233}Th の生成量、すなわち中性子増倍率が 2.5 倍に増加することが分かった。しかし、パイルの奥になれば、入射する高速中性子も減少するため、それだけ Be による増倍率は下がっている。この状況に関する計算値と実験値の比較では、計算値が全体に 20% 程小さくなっており、計算に用いた $\text{Be}(n, 2n)$ 反応の評価済核データに問題が存在しているものと思われる。事実、最近の実験データによれば、 $\text{Be}(n, 2n)$ 反応断面積の評価値は 20~25% ほど低いと言う結果が報告されている。⁸⁾ もし、実験値に従って評価済核データが修正されれば、Be 効果による中性子増倍率の計算値は実験値に近くなるものと思われる。

以上述べたように、核融合炉材料およびトリウムハイブリッドブランケットに関する核データ研究として、本研究において行ったベンチマーク実験と解析の成果は国際的な核データ活動に多くの貢献をすることができた。しかし、今後核融合炉が現実になづくほど、核データへの具体的な要求も厳しくなるものと考えられる。本研究に関わる今後の課題としては、以下のようなことが考えられる。

- 1) 核融合炉材料の核データに関連するベンチマーク実験を今後も多くの材料／試料について実施し、それらの核データの信頼度を向上させることは、核融合炉の研究開発にとって極めて有益である。
- 2) 本研究で使用した試料は、14 MeV 中性子の平均自由行程の数倍程度であったが、今後はより厚い試料を使って相互作用の回数を増やすことで、 $(n,2n)$ 、非弾性散乱以外の反応の影響も含んだベンチマークに発展させることが期待される。
- 3) 本実験のエネルギー領域を下回る低いエネルギーの中性子スペクトルに対する測定が要請されるようになれば、Li ガラスシンチレータやボロンプラグカウンタなど、低エネルギーに感度の高い中性子検出器によってエネルギー範囲を拡張した測定を行うことが可能である。
- 4) 将来的には、本研究では取り扱えなかった最新の評価済核データ、JENDL-3.3、ENDF/B-VI (revision 8)、EFF-3 等を用いた解析計算を行い、本ベンチマーク実験と比較することも有用であろう。
- 5) トリウムを用いたハイブリッド炉に関する核データの基礎的な研究として、特に、本研究では言及できなかった Th 共鳴パラメータ、2 次中性子分布のデータ、さらには Be の $(n,2n)$ 、 $(n,3n)$ 反応断面積等のデータも含め、信頼のおけるデータの整備・確保が重要である。
- 6) さらに、今後も期待されるものとして、
 - 今後はさらに多くの Th 試料を用意すると共に、球状体系の測定を実施することにより、さらに充実したベンチマークデータとすることができる。
 - 体系内での測定点を増やし、計算値との詳細な比較が可能になれば、核データ評価のための情報・知見が豊富になる。特に、Th 層と反射体境界付近での詳細な実験と解析は、今後も興味ある研究課題である。
 - 中性子発生量の絶対値を求めると共に、実験値、計算値を絶対量として比較を行うことも重要である。
 - 核融合炉ブランケットとしての整合性を確保するために、 ^{233}Th の生成率と共に、核融合炉燃料である T の生成率を同時に測定する。さらには、 $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}$ 反応率分布の絶対測定のみならず、 $^{232}\text{Th}(n,2n)^{231}\text{Th}$ 反応率についても

測定する手法を確立する。

参考文献

1. K. Sumita, A. Takahashi, J. Yamamoto *et al.*: “Status of OKTAVIAN and Proposal of OKTAVIAN II.” *Nucl. Sci. Eng*, **106**, 249 (1990).
2. F. Briesmeister (ed.): “A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A.”, *LA-73966-M, Rev.2* (1986).
3. T. Nakagawa, K. Shibata, S. Chiba, *et al.*: “Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3, Revision-2: JENDL-3.2.”, *J. Nucl. Sci. Technol*, **32**, 1259 (1995).
4. S. Chiba, *et al.*: “Evaluation of JENDL Fusion File”, *JAERI-M 92-027*, (1992).
5. R. F. Rose (ed.): “ENDF-201, ENDF/B-VI Summary Documentation”, *BNL-NCS-17541, 4th ed.* (1991).
6. H.D. Lemmel: “EFF-2.4, The European Fusion File 1994, Including Revisions up to May 1995, Summary Documentation”, *IAEA-NDS-170* (1995).
7. K. Kobayashi, Y. Fujita, I. Kimura: “Measurement of Resonance Parameters of ^{232}Th and Their Integral Check Through the Resonance Integral”, *Ann. Nucl. Energy*, **15**, 381 (1988).
8. <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/exfor/>.

謝辞

本研究をまとめるにあたり、小林捷平京都大学教授には有用な指導・助言をいただきました。また、論文の内容について詳細な議論や有用な示唆をいただくなどこの上ないご指導を頂きました。ここに深く感謝いたします。

本研究のきっかけを与えていただき、OKTAVIAN 実験および KUCA でのハイブリッド炉関連実験のリーダーシップをとっていただいた木村逸郎京都大学名誉教授には深く感謝いたします。木村逸郎先生にはまた、本論文をまとめるにあたって初期の段階から相当な年月を経過するに至った今日まで変わらず、有用な指導・助言をいただきました。あわせて心より感謝いたします。

OKTAVIAN での実験の共同研究者であった林脩平立教大学教授には実験の実施と、関連論文等をまとめるにあたり有用な議論と助言をいただいたことに感謝いたします。

OKTAVIAN での実験に際しては山本淳治摂南大学助教授に絶大なご支援と協力をいただきました。また、本研究をまとめるに当たり有用な議論と助言をいただき、あわせて感謝いたします。

高橋亮人大阪大学教授には、OKTAVIAN 実験に際して、格段のご協力をいただき、あわせて本研究について指導・助言をいただいたことに感謝いたします。

OKTAVIAN の実験の遂行は、運転管理スタッフの卓越した技術によって円滑に行うことができたもので、ここに感謝いたします。

住田健二大阪大学名誉教授には、OKTAVIAN の利用の窓口を開いていただき、かつ利用に格別の便宜をはかっていただいたことに感謝いたします。また、核データの研究を始めるきっかけとなった、米国ローレンスリバモア研究所への派遣のお世話を頂き感謝に堪えません。

インドバーバ原子力研究所の Prasad Anand 博士には、KUCA のハイブリッド炉模擬実験の遂行に多大な協力をいただきました。ここに感謝いたします。

KUCA の三澤毅助教授、宇根崎博信助教授および代谷誠治教授には有用な議論と助言をいただいたことに感謝いたします。

全ての KUCA のスタッフには KUCA 実験の円滑な遂行に多大な協力をいただき、また本論文をまとめるにあたって様々な配慮をいただいたことに、あわせて感謝いたします。とりわけ、パルス中性子発生装置の管理の中心である中村博助手には、長時間にわたる照射が円滑に遂行できたことに深く感謝いたします。

付録1 球状試料からの漏洩中性子スペクトルを計算する MCNP4A コード用入力データの例（直径 61 cm の Mn 球パイルの場合）

本研究で取り上げた球状試料からの漏洩中性子スペクトルを MCNP4A コードで計算する場合の入力データについて Mn パイルの場合を示す。最初のブロックは各セルの定義で、1 行目からそれぞれ、球パイル内部のボイド（ターゲットの存在するセル）、ステンレス鋼の内側の球殻（比重 7.824）、Mn の試料（比重 4.37）、外側のステンレス鋼球殻、計算打ち切りのための境界、となっている。第 2 番目のブロックはセルを構成する面の定義で、CX（x 軸を中心軸とした円筒）、SO（原点を中心とした球）PX（x 軸に垂直な平面）で構成されている。MODE N で中性子だけをトレースするように定義して、SDEF 以下のブロックで、中性子源の位置が cell 1 の中、座標 (0,0,0) にあり、分布は DI で示されることを定義する。DI はエネルギー分布と、強度分布に分けて以下の SII、SPI で与えられる。次の材料ブロックでは、MI で Mn 試料の組成と JENDL-3.2（FSXL-J3R2 ライブラリ）の使用、M2 でステンレス鋼の組成と JENDL-3.2 の使用を定義している。次の行で tally として番号 1 の表面透過型を採用し、tally に蓄積するエネルギービンは E1 として「135 群」構造を与えた。中性子源の分布も同じ「135 群」構造であるが、正しく分布が与えられていれば tally と同じ構造を取る必要はない。CUT:N は中性子の追跡を停止する条件で、最も重要なことは、この行の 2 番目に記述されているように粒子のエネルギーが 0.001 MeV（1 keV）以下になると粒子の追跡を止めることである。最後の行では計算打ち切りの history 数として 10^8 を与えている。

Leakage from Manganese (61cm dia) Sphere, JENDL-3.2

C ***** CELL CARDS *****

1	0		3 -1 -6	imp:n=1 \$ void
2	2	-7.824	(1 -2 4 -5):(4 -3 -1)	imp:n=1 \$ SUS shell
3	1	-4.37	(2 -5 4):(-5 -4)	imp:n=1 \$ Mn sample
4	2	-7.824	(-6 5 4 1):(-6 5 -4)	imp:n=1 \$ SUS shell
5	0		6 -7	imp:n=0 \$ Outer world

C ***** SURFACE CARDS *****

1	CX	2.5
2	CX	2.8
3	PX	-2.5
4	PX	-2.8
5	SO	30.0
6	SO	30.5
7	SO	100.0

```

C      ***** DATA CARDS *****
MODE   N
SDEF   pos=0 0 0 cel=1 wgt=1 erg=d1
SI1     1.000E-01 1.120E-01 1.260E-01 1.410E-01 1.590E-01
        1.780E-01 2.000E-01 2.240E-01 2.520E-01 2.830E-01
        3.170E-01 3.560E-01 4.000E-01 4.490E-01 5.040E-01
        5.660E-01 6.350E-01 7.130E-01 8.000E-01 8.780E-01
        9.640E-01 1.058E+00 1.162E+00 1.275E+00 1.400E+00
        1.542E+00 1.698E+00 1.871E+00 2.061E+00 2.270E+00
        2.500E+00 2.704E+00 2.924E+00 3.162E+00 3.419E+00
        3.699E+00 4.000E+00 4.165E+00 4.337E+00 4.516E+00
        4.703E+00 4.897E+00 5.099E+00 5.310E+00 5.529E+00
        5.757E+00 5.995E+00 6.242E+00 6.500E+00 6.765E+00
        7.041E+00 7.327E+00 7.627E+00 7.938E+00 8.261E+00
        8.598E+00 8.949E+00 9.314E+00 9.693E+00 1.009E+01
        1.050E+01 1.082E+01 1.114E+01 1.148E+01 1.183E+01
        1.218E+01 1.255E+01 1.277E+01 1.300E+01 1.324E+01
        1.348E+01 1.372E+01 1.397E+01 1.422E+01 1.447E+01
        1.474E+01 1.500E+01 1.527E+01 1.554E+01 1.583E+01
        1.611E+01 1.640E+01
C      *** SOURCE DISTRIBUTION ***
SP1     0.000E-00 0.000E-00 0.000E-00 0.000E-00 2.425E-04
        1.251E-04 5.573E-04 3.466E-04 5.228E-04 7.037E-04
        7.558E-04 8.497E-04 1.052E-03 1.026E-03 1.554E-03
        1.703E-03 2.019E-03 2.127E-03 2.395E-03 2.104E-03
        2.273E-03 2.328E-03 2.626E-03 2.657E-03 2.742E-03
        3.011E-03 2.826E-03 2.959E-03 2.834E-03 3.016E-03
        2.767E-03 2.705E-03 2.884E-03 2.018E-03 2.115E-03
        2.048E-03 1.865E-03 1.038E-03 8.851E-04 8.555E-04
        8.894E-04 7.964E-04 7.842E-04 7.874E-04 6.657E-04
        7.509E-04 7.248E-04 6.520E-04 7.586E-04 6.969E-04
        6.792E-04 5.810E-04 6.129E-04 6.333E-04 6.168E-04
        6.705E-04 7.635E-04 8.469E-04 9.340E-04 9.920E-04
        1.152E-03 9.053E-04 1.046E-03 1.204E-03 1.473E-03
        1.771E-03 2.299E-03 1.784E-03 2.416E-03 2.553E-03
        3.342E-03 4.524E-03 7.935E-03 2.257E-02 9.582E-02
        2.261E-01 2.954E-01 1.847E-01 4.704E-02 1.275E-02
        3.679E-03 7.569E-04
C      ***** MATERIALARDS *****
M1     25055.37 1
M2     26000.37 1
C      ***** TALLY CARDS *****

```

```

F1:n  6
C      ***** ENERGY BIN *****
E1:n  1.000E-03 1.290E-03 1.670E-03 2.150E-03
      2.780E-03 3.590E-03 4.640E-03 5.990E-03 7.740E-03
      1.000E-02 1.290E-02 1.670E-02 2.150E-02 2.780E-02
      3.590E-02 4.640E-02 5.990E-02 7.740E-02
      1.000E-01 1.120E-01
      1.260E-01 1.410E-01 1.590E-01 1.780E-01 2.000E-01
      2.240E-01 2.520E-01 2.830E-01 3.170E-01 3.560E-01
      4.000E-01 4.490E-01 5.040E-01 5.660E-01 6.350E-01
      7.130E-01 8.000E-01 8.780E-01 9.640E-01 1.058E+00
      1.162E+00 1.275E+00 1.400E+00 1.542E+00 1.698E+00
      1.871E+00 2.061E+00 2.270E+00 2.500E+00 2.704E+00
      2.924E+00 3.162E+00 3.419E+00 3.699E+00 4.000E+00
      4.165E+00 4.337E+00 4.516E+00 4.703E+00 4.897E+00
      5.099E+00 5.310E+00 5.529E+00 5.757E+00 5.995E+00
      6.242E+00 6.500E+00 6.765E+00 7.041E+00 7.327E+00
      7.627E+00 7.938E+00 8.261E+00 8.598E+00 8.949E+00
      9.314E+00 9.693E+00 1.009E+01 1.050E+01 1.082E+01
      1.114E+01 1.148E+01 1.183E+01 1.218E+01 1.255E+01
      1.277E+01 1.300E+01 1.324E+01 1.348E+01 1.372E+01
      1.397E+01 1.422E+01 1.447E+01 1.474E+01 1.500E+01
      1.527E+01 1.554E+01 1.583E+01 1.611E+01 1.640E+01
C      ***** CUT OFF CARD *****
CUT:N  1.0E16 1.0E-3 0.01
C      ***** NEUTRON HISTORY *****
NPS    100000000
PRINT

```


付録2 Be-Th-PE パイル解析計算に使用した MCNP4A 用 入力データの例。

```

U-233 Breeding Expt in Be-Th-PE Assembly in rectangular Geometry (source cell
C      = 5X5X25, Be-cell(for n-multiplier) = 5cm thick, Th-cell = 12.5cm thick
C      Polyethylene Reflector 10 cm thick
C
C      fine cell near border
C
C      Be ->          JENDL-3.2
C      Th ->          JENDL-3.2
C      Th foil ->     JENDL-3.2
C      X: Beam axis direction
C
C      Y-Z Plane: Cross section of Th assembly
C
C      Cell 1: Central void for neutron source
C      Cell 2: Void
C      Cell 3-30: Th-zone
C              5 8 11 14 17 20 23 26 29   central Th sample zone
C              Segment definiton: central 2.5 x 2.5 x 0.5 cm for Th foil
C
C      Cell 31: Outer reflector cell (Polyethylene)
C      Cell 32: Rest of the World
C
C      Input point source of 14-MeV neutron at the centre
C
C      ***** CELL CARDS *****
1      0          (-1 -2  3  4 121 -124)
2      4  -1.8      -5 -6  7  8 (1 : 2 : -3: -4) 121 -124
3      1  -11.8     -11 -12 13 14 (5 : 6 : -7 :-8 ) 121 -124
4      1  -11.8     -15 -16 17 18 (11: 12: -13:-14)
                        ((121 -122):(123 -124))
5      1  -11.8     -15 -16 17 18 (11: 12: -13:-14) 122 -123
6      1  -11.8     -19 -20 21 22 (15: 16:-17:-18) 121 -124
7      1  -11.8     -23 -24 25 26 (19: 20:-21:-22)
                        ((121 -122):(123 -124))
8      1  -11.8     -23 -24 25 26 (19: 20:-21:-22) 122 -123
9      1  -11.8     -27 -28 29 30 (23: 24:-25:-26) 121 -124
10     1  -11.8     -31 -32 33 34 (27: 28:-29:-30)
                        ((121 -122):(123 -124))
11     1  -11.8     -31 -32 33 34 (27: 28:-29:-30) 122 -123
12     1  -11.8     -35 -36 37 38 (31: 32:-33:-34) 121 -124
13     1  -11.8     -39 -40 41 42 (35: 36:-37:-38)
                        ((121 -122):(123 -124))
14     1  -11.8     -39 -40 41 42 (35: 36:-37:-38) 122 -123
15     1  -11.8     -43 -44 45 46 (39: 40:-41:-42) 121 -124
16     1  -11.8     -47 -48 49 50 (43: 44:-45:-46)
                        ((121 -122):(123 -124))
17     1  -11.8     -47 -48 49 50 (43: 44:-45:-46) 122 -123
18     1  -11.8     -51 -52 53 54 (47: 48:-49:-50) 121 -124
19     1  -11.8     -55 -56 57 58 (51: 52:-53:-54)
                        ((121 -122):(123 -124))
20     1  -11.8     -55 -56 57 58 (51: 52:-53:-54) 122 -123
21     1  -11.8     -59 -60 61 62 (55: 56:-57:-58) 121 -124
22     1  -11.8     -63 -64 65 66 (59: 60:-61:-62)
                        ((121 -122):(123 -124))

```

23	1	-11.8	-63 -64 65 66 (59: 60:-61:-62) 122 -123
24	1	-11.8	-67 -68 69 70 (63: 64:-65:-66) 121 -124
25	1	-11.8	-71 -72 73 74 (67: 68:-69:-70) ((121 -122):(123 -124))
26	1	-11.8	-71 -72 73 74 (67: 68:-69:-70) 122 -123
27	1	-11.8	-75 -76 77 78 (71: 72:-73:-74) 121 -124
28	1	-11.8	-83 -84 85 86 (75: 76:-77:-78) ((121 -122):(123 -124))
29	1	-11.8	-79 -80 81 82 (75: 76:-77:-78) 122 -123
30	1	-11.8	-201 -202 203 204 (79: 80:-81:-82) 122 -123
31	1	-11.8	-205 -206 207 208 (201: 202:-203:-204) 122 -123
32	1	-11.8	-209 -210 211 212 (205: 206:-207:-208) 122 -123
33	1	-11.8	-213 -214 215 216 (209: 210:-211:-212) 122 -123
34	1	-11.8	-217 -218 219 220 (213: 214:-215:-216) 122 -123
35	1	-11.8	-83 -84 85 86 (217: 218: -219 :-220) 122 -123
36	2	-0.95	-87 -88 89 90 125 -126 #(-83 -84 85 86 121 -124)
37	0		87 : 88 :-89 :-90 : -125 :126

C ***** SURFACE CARDS *****

1	PZ	2.5
2	PY	2.5
3	PY	-2.5
4	PZ	-2.5
5	PZ	7.5
6	PY	7.5
7	PY	-7.5
8	PZ	-7.5
11	PZ	8.50
12	PY	8.50
13	PY	-8.50
14	PZ	-8.50
15	PZ	9.0
16	PY	9.0
17	PY	-9.0
18	PZ	-9.0
19	PZ	9.75
20	PY	9.75
21	PY	-9.75
22	PZ	-9.75
23	PZ	10.25
24	PY	10.25
25	PY	-10.25
26	PZ	-10.25
27	PZ	11.0
28	PY	11.0
29	PY	-11.0
30	PZ	-11.0
31	PZ	11.5
32	PY	11.5
33	PY	-11.5
34	PZ	-11.5
35	PZ	12.25
36	PY	12.25
37	PY	-12.25
38	PZ	-12.25
39	PZ	12.75
40	PY	12.75
41	PY	-12.75

42	PZ	-12.75
43	PZ	13.5
44	PY	13.5
45	PY	-13.5
46	PZ	-13.5
47	PZ	14.0
48	PY	14.0
49	PY	-14.0
50	PZ	-14.0
51	PZ	14.75
52	PY	14.75
53	PZ	-14.75
54	PY	-14.75
55	PZ	15.25
56	PY	15.25
57	PZ	-15.25
58	PY	-15.25
59	PZ	16.0
60	PY	16.0
61	PZ	-16.0
62	PY	-16.0
63	PZ	16.5
64	PY	16.5
65	PZ	-16.5
66	PY	-16.5
67	PZ	17.25
68	PY	17.25
69	PZ	-17.25
70	PY	-17.25
71	PZ	17.75
72	PY	17.75
73	PZ	-17.75
74	PY	-17.75
75	PZ	18.5
76	PY	18.5
77	PZ	-18.5
78	PY	-18.5
79	PZ	18.8
80	PY	18.8
81	PZ	-18.8
82	PY	-18.8
83	PZ	20.0
84	PY	20.0
85	PY	-20.0
86	PZ	-20.0
87	PZ	30.0
88	PY	30.0
89	PY	-30.0
90	PZ	-30.0
111	PY	-1.25
112	PY	1.25
121	PX	-12.5
122	PX	-1.25
123	PX	1.25
124	PX	12.5
125	PX	-22.5
126	PX	22.5
201	PZ	19.0
202	PY	19.0

203 PZ -19.0
 204 PY -19.0
 205 PZ 19.2
 206 PY 19.2
 207 PZ -19.2
 208 PY -19.2
 209 PZ 19.4
 210 PY 19.4
 211 PZ -19.4
 212 PY -19.4
 213 PZ 19.6
 214 PY 19.6
 215 PZ -19.6
 216 PY -19.6
 217 PZ 19.8
 218 PY 19.8
 219 PZ -19.8
 220 PY -19.8

C Data Cards *****

MODE N

IMP:N 1 35R 0

C Point source at cell 1 at the centre of the assembly

C SRC1 0 0 0 1 1.0

SDEF POS=0 0 0 CEL=1 WGT=1.0 ERG=D1

SI1 14.0 14.2

SP1 0 1.0

C ***** MATERIAL CARDS *****

M1 90232.37c 1

M2 1001.37c 1 6012.37c 2

M3 90232.37c 1

M4 4009.37c 1

C ***** TALLY CARDS *****

FC44:N REACTION RATES IN CENTRAL PART OF THORIUM ZONE

FM44:N (1)(1.00 3 102)

F44:N 5 11 17 23 29 30 31 32 33 34 T

E44:N 1E-11 1.05E-11 1.1E-11 1.15E-11

1.2E-11 1.275E-11 1.35E-11 1.425E-11 1.5E-11 1.6E-11 1.7E-11

1.8E-11 1.9E-11 2E-11 2.1E-11 2.2E-11 2.3E-11 2.4E-11 2.55E-11

2.7E-11 2.8E-11 3E-11 3.2E-11 3.4E-11 3.6E-11 3.8E-11 4E-11

4.25E-11 4.5E-11 4.75E-11 5E-11 5.25E-11 5.5E-11 5.75E-11 6E-11

6.3E-11 6.6E-11 6.9E-11 7.2E-11 7.6E-11 8E-11 8.4E-11 8.8E-11

9.2E-11 9.6E-11

1E-10 1.05E-10 1.1E-10 1.15E-10

1.2E-10 1.275E-10 1.35E-10 1.425E-10 1.5E-10 1.6E-10 1.7E-10

1.8E-10 1.9E-10 2E-10 2.1E-10 2.2E-10 2.3E-10 2.4E-10 2.55E-10

2.7E-10 2.8E-10 3E-10 3.2E-10 3.4E-10 3.6E-10 3.8E-10 4E-10

4.25E-10 4.5E-10 4.75E-10 5E-10 5.25E-10 5.5E-10 5.75E-10 6E-10

6.3E-10 6.6E-10 6.9E-10 7.2E-10 7.6E-10 8E-10 8.4E-10 8.8E-10

9.2E-10 9.6E-10

1E-09 1.05E-09 1.1E-09 1.15E-09

1.2E-09 1.275E-09 1.35E-09 1.425E-09 1.5E-09 1.6E-09 1.7E-09

1.8E-09 1.9E-09 2E-09 2.1E-09 2.2E-09 2.3E-09 2.4E-09 2.55E-09

2.7E-09 2.8E-09 3E-09 3.2E-09 3.4E-09 3.6E-09 3.8E-09 4E-09

4.25E-09 4.5E-09 4.75E-09 5E-09 5.25E-09 5.5E-09 5.75E-09 6E-09

6.3E-09 6.6E-09 6.9E-09 7.2E-09 7.6E-09 8E-09 8.4E-09 8.8E-09

9.2E-09 9.6E-09

1E-08 1.05E-08 1.1E-08 1.15E-08

1.2E-08 1.275E-08 1.35E-08 1.425E-08 1.5E-08 1.6E-08 1.7E-08

1.8E-08 1.9E-08 2E-08 2.1E-08 2.2E-08 2.3E-08 2.4E-08 2.55E-08
 2.7E-08 2.8E-08 3E-08 3.2E-08 3.4E-08 3.6E-08 3.8E-08 4E-08
 4.25E-08 4.5E-08 4.75E-08 5E-08 5.25E-08 5.5E-08 5.75E-08 6E-08
 6.3E-08 6.6E-08 6.9E-08 7.2E-08 7.6E-08 8E-08 8.4E-08 8.8E-08
 9.2E-08 9.6E-08
 1E-07 1.05E-07 1.1E-07 1.15E-07
 1.2E-07 1.275E-07 1.35E-07 1.425E-07 1.5E-07 1.6E-07 1.7E-07
 1.8E-07 1.9E-07 2E-07 2.1E-07 2.2E-07 2.3E-07 2.4E-07 2.55E-07
 2.7E-07 2.8E-07 3E-07 3.2E-07 3.4E-07 3.6E-07 3.8E-07 4E-07
 4.25E-07 4.5E-07 4.75E-07 5E-07 5.25E-07 5.5E-07 5.75E-07 6E-07
 6.3E-07 6.6E-07 6.9E-07 7.2E-07 7.6E-07 8E-07 8.4E-07 8.8E-07
 9.2E-07 9.6E-07 0.000001 1.05E-06 1.1E-06 1.15E-06 1.2E-06
 1.275E-06 1.35E-06 1.425E-06 1.5E-06 1.6E-06 1.7E-06 1.8E-06
 1.9E-06 0.000002 2.1E-06 2.2E-06 2.3E-06 2.4E-06 2.55E-06 2.7E-06
 2.8E-06 0.000003 3.2E-06 3.4E-06 3.6E-06 3.8E-06 0.000004
 4.25E-06
 4.5E-06 5.5E-06 5.75E-06 0.000006 6.3E-06 6.6E-06 6.9E-06 7.2E-06
 7.6E-06 0.000008 8.4E-06 8.8E-06 9.2E-06 9.6E-06 0.00001 1.05E-05
 0.000011 1.15E-05 0.000012 1.275E-05 1.35E-05 1.425E-05 0.000015
 0.000016 0.000017 0.000018 0.000019 0.00002 0.000021 0.000022
 0.000023 0.000024 2.55E-05 0.000027 0.000028 0.00003 0.000032
 0.000034 0.000036 0.000038 0.00004 4.25E-05 0.000045 4.75E-05
 0.00005 5.25E-05 0.000055 5.75E-05 0.00006 0.000063 0.000066
 0.000069 0.000072 0.000076 0.00008 0.000084 0.000088 0.000092
 0.000096 0.0001 0.000105 0.00011 0.000115 0.00012 1.275E-04
 0.000135 1.425E-04 0.00015 0.00016 0.00017 0.00018 0.00019
 0.0002 0.00021 0.00022 0.00023 0.00024 0.000255 0.00027 0.00028
 0.0003 0.00032 0.00034 0.00036 0.00038 0.0004 0.000425 0.00045
 0.000475 0.0005 0.000525 0.00055 0.000575 0.0006 0.00063 0.00066
 0.00069 0.00072 0.00076 0.0008 0.00084 0.00088 0.00092 0.00096
 0.001 0.00105 0.0011 0.00115 0.0012 0.001275 0.00135 0.001425
 0.0015 0.0016 0.0017 0.0018 0.0019 0.002 0.0021 0.0022 0.0023
 0.0024 0.00255 0.0027 0.0028 0.003 0.0032 0.0034 0.0036 0.0038
 0.004 0.00425 0.0045 0.00475 0.005 0.00525 0.0055 0.00575 0.006
 0.0063 0.0066 0.0069 0.0072 0.0076 0.008 0.0084 0.0088 0.0092
 0.0096 0.01 0.0105 0.011 0.0115 0.012 0.01275 0.0135 0.01425
 0.015 0.016 0.017 0.018 0.019 0.02 0.021 0.022 0.023 0.024
 0.0255 0.027 0.028 0.03 0.032 0.034 0.036 0.038 0.04 0.0425
 0.045 0.0475 0.05 0.0525 0.055 0.0575 0.06 0.063 0.066 0.069
 0.072 0.076 0.08 0.084 0.088 0.092 0.096 0.1 0.105 0.11 0.115
 0.12 0.1275 0.135 0.1425 0.15 0.16 0.17 0.18 0.19 0.2 0.21
 0.22 0.23 0.24 0.255 0.27 0.28 0.3 0.32 0.34 0.36 0.38 0.4
 0.425 0.45 0.475 0.5 0.525 0.55 0.575 0.6 0.72 0.76 0.8 0.84
 0.88 0.92 0.96 1 1.1 1.2 1.3 1.4 1.5 1.6 1.7 1.8 1.9 2 2.1
 2.2 2.3 2.4 2.5 2.6 2.7 2.8 2.9 3 3.1 3.2 3.3 3.4 3.5 3.6
 3.7 3.8 3.9 4 4.1 4.2 4.3 4.4 4.5 4.6 4.7 4.8 4.9 5 5.1
 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 6 6.1 6.2 6.3 6.4 6.5 6.6
 6.7 6.8 6.9 7 7.1 7.2 7.3 7.4 7.5 7.6 7.7 7.8 7.9 8 8.1
 8.2 8.3 8.4 8.5 8.6 8.7 8.8 8.9 9 9.1 9.2 9.3 9.4 9.5 9.6
 9.7 9.8 9.9 10 10.1 10.2 10.3 10.4 10.5 10.6 10.7 10.8 10.9
 11 11.1 11.2 11.3 11.4 11.5 11.6 11.7 11.8 11.9 12 12.1 12.2
 12.3 12.4 12.5 12.6 12.7 12.8 12.9 13 13.1 13.2 13.3 13.4
 13.5 13.6 13.7 13.8 13.9 14 14.1 14.2 14.3 14.4 14.5 14.6
 14.7 14.8 14.9 15 15.1 15.2 15.3 15.4 15.5 15.6 15.7 15.8
 15.9 16 16.1 16.2 16.3 16.4 16.5 16.6 16.7 16.8 16.9 17
 17.1 17.2 17.3 17.4 17.5 17.6 17.7 17.8 17.9 18 18.1 18.2
 18.3 18.4 18.5 18.6 18.7 18.8 18.9 19 19.1 19.2 19.3 19.4
 19.5 19.6 19.7 19.8 19.9 20

FS44:N -111 -112 T

CUT:N 1.0E16 1.0E-10 0.01
C ***** NEUTRON HISTORY *****
PRDMP 1J -20
NPS 30000000
PRINT

04/02/04